

Technical University of Denmark



## MF-forstærker til Fjernsynsmodtager med Modkoblede Rør-Par.

Rasmussen, Jens; Iversen, P.V.

*Publication date:*  
1955

*Document Version*  
Publisher's PDF, also known as Version of record

[Link back to DTU Orbit](#)

*Citation (APA):*  
Rasmussen, J., & Iversen, P. V. (1955). MF-forstærker til Fjernsynsmodtager med Modkoblede Rør-Par. Radioteknisk Forskningslaboratorium.

## DTU Library

Technical Information Center of Denmark

---

### General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

RADIOTEKNISK FORSKNINGSLABORATORIUM.

Meddelelse nr. 28.

MF-forstærker til fjernsynsmodtager  
med modkoblede rør-par.

af

J. Rasmussen og P.V. Iversen.

Med tillæg af

Professor J. Rybner.

## I n d h o l d s f o r t e g n e l s e .

1.	Indledning .....	side	1
2.	Selektivitetskurvens form i MF-forstærkere til TV- modtagere .....	"	2
3.	Forstærker med modkoblet rørpar .....	"	4
	3.1. Modkoblingsnetværket .....	"	5
	3.2. Forstærkningsregulering .....	"	6
	3.3. Tilkobling af detektoren .....	"	7
	3.4. Forstærkerens trimning .....	"	8
	3.5. Lydfælder .....	"	9
4.	Dimensionering af MF-forstærkeren .....	"	9
5.	Forstærkerens stabilitet over for rør-ændringer .....	"	12
6.	Praktisk eksempel. Beregning og måling .....	"	16.
7.	" " Ensidig dæmpning .....	"	22.
8.	Selektivitetskurven for modkoblet rørpar og for to kob- lede eller forskudt afstemte kredse udtrykt ved K ...	"	25.
9.	Formler for trekant-stjerne omregning .....	"	30.

Tillæg. Professor J. Rybner: Filterforstærkere med modkob-  
lede rørpar.

## MF forstærker til fjernsynsmodtager med

### modkoblede rørpar.

#### 1. Indledning.

Undersøgelsen af denne type mellemfrekvensforstærker blev indledt i forbindelse med udviklingen af en simpel fjernsynsmodtager; men da det ved dette arbejde viste sig, at en nærmere undersøgelse af forstærkeren var ønskelig for at sammenligne den med den normalt anvendte forskudt afstemte forstærker, blev undersøgelsen udvidet, og resultaterne forelægges i nærværende rapport.

Mellemfrekvensforstærkere med modkoblede rørpar er tidligere behandlet udførligt i litteraturen, bl.a. af Harry J. Lipkin i "Vacuum Tube Amplifiers", Valley og Wallman, Radiation Laboratory Series, bd. 18, kapitel 6. Denne fremstilling er imidlertid temmelig uoverskuelig at læse, og derfor kom impulsen til at anvende disse kredsløb fra to artikler af H.S. Jewitt i Wireless World<sup>x)</sup>, hvor deres teoretiske og praktiske egenskaber omtales. Artiklerne omtaler imidlertid forskellige praktiske vanskeligheder ved anvendelse i MF-forstærkere til fjernsyn, hvilket øjensynligt skyldes, at de givne tilnærmede dimensioneringsformler, der er udledt til radar-forstærkere, ikke direkte kan benyttes ved TV-forstærkere på grund af disses relativt lille båndbredde.<sup>xx)</sup>

Den beregningsmåde, der er anvendt ved laboratoriearbejdet, slutter sig til Jewitts fremstilling, men tager hensyn til de specielle forhold i TV-modtagere.

Sideløbende med laboratoriets arbejde har professor Rybner udarbejdet en fremstilling af teorien for denne forstærkertype, der knytter sig naturligt til afsnittet om filterforstærkere i hans lærebog "Teorien for elektriske Kredsløb og Ledninger I". Denne teoretiske fremstilling findes i et tillæg til rapporten.

---

x) H.S. Jewitt: Wide-Band I.F. Amplifiers, Wireless World, Febr. 1954.

H.S. Jewitt: Feedback I.F. Amplifiers for Television, Wireless World, Dec. 1954.

xx) Disse forhold er fremdraget i et læserbrev fra laboratoriet til Wireless World. May 1955, side 213.

Se også: Harold N. Beveridge: Broad-Band Feedback Amplifiers. I.R.E. Convention Record 1953, Part 5, s. 52-56.

Resultaterne af arbejdet har været, at den modkoblede MF-forstærker skulle have visse fordele frem for den forskudt afstemte forstærker, hvad angår stabilitet og bekvemme trimmeretoder; det sidste fordi alle kredse skal afstemmes til MF-kanalens midterfrekvens. Ved arbejdet er der derfor foretaget sammenligning af egenskaberne hos de to forstærkertyper, idet der er bygget flere forstærkere af hver type.

## 2. Selektivitetskurvens form i MF-forstærkere til TV-modtagere.

Ved dimensionering af MF-forstærkere til TV-modtagere tilstræbes en selektivitetskurve af den på fig. 1 viste form. Kravet til denne er, at forstærkningen skal være konstant i den størst mulige del af gennemgangsområdet, og at forstærkningen ved billedmellemlfrekvensen skal være 6 dB og ved lydmellemlfrekvensen 24-30 dB lavere end ved midterfrekvensen. Sidstnævnte dyk i forstærkning opnås normalt ved indkobling af lydfalder.

I nærværende undersøgelse er anvendt MF-kanalen 34-41 MHz, med billedmellemlfrekvensen 39,75 MHz og lydmellemlfrekvensen 34,25, og udgangspunktet for dimensioneringerne har været at tilstræbe en karakteristik, der uden lydfalder havde en 6 dB-båndbredde på 5,25 MHz og en midterfrekvens på 37,12 MHz. Ud fra dette er der da beregnet en forstærker med det valgte antal kredse og med flad selektivitetskurve.

Forstærkningen i en forstærker med  $n$  afstemte kredse, der er dimensioneret til at give den størst mulige båndbredde med flad top på selektivitetskurven kan udtrykkes ved

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + X^{2n}}}, \quad X = \frac{2}{B} (f - f_0), \quad 1.$$

hvor  $A$  er forstærkningen og  $X$  forstemningen i forhold til centerfrekvensen  $f_0$ . Ved centerfrekvensen  $f = f_0$  er  $A = A_0$ , og ved 3 dB-bånd-grænserne  $f - f_0 = \pm \frac{B}{2}$  er  $A = \frac{A_0}{2}$ .

Hvordan en sådan karakteristik kan opnås, kan indses ved at omskrive kvadratroden i udtrykket for forstærkningen  $A$ . Som eksempel kan tages en forstærker med 5 kredse. Forstærkningen for denne kan da skrives:

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + X^{10}}} = \frac{A_0}{N} \quad 2.$$

Nævneren i dette udtryk kan opløses på følgende måde:

$$N = \sqrt{1 + X^{10}} = \sqrt{1 + X^2} \sqrt{1 + K_1 X^2 + X^4} \sqrt{1 + K_2 X^2 + X^4}, \quad 3.$$

svarende til, at forstærkningen er sammensat af selektivitetskurver svarende til de tre roøttegn. Den første kvadratrods  $\sqrt{1 + X^2}$  svarer til selektivitetskurven for en enkelt kreds med samme båndbredde som hele forstærkeren.

Forstærkningskarakteristikken svarende til leddet  $\sqrt{1 + KX^2 + X^4}$  kan opnås med to afstemte kredse, og ved differentiation ses, at kurven har vandrette tangenter svarende til  $X = 0$  og  $X = \pm \sqrt{-\frac{K}{2}}$ . For  $K < 0$  fås altså en to-puklet og for  $K = 0$  en flad selektivitetskurve for det pågældende forstærkerled. En selektivitetskurve af denne form kan opnås med to

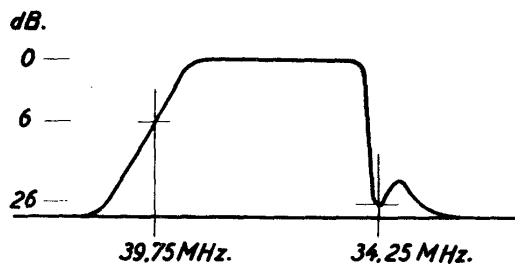


Fig. 1.

Selektivitetskurven for MF-forstærker til fjernsynsmodtager.

kredse, der er forskudt afstemt lige meget til hver side for centerfrekvensen, med to koblede kredse —  $K = 0$  svarer da til kritisk kobling — eller med et modkoblet rørpar af den type, der er vist på fig. 2.

En udregning viser, at betingelsen for opnåelse af en selektivitetskurve med flad top er opfyldt for følgende værdier af  $K_1$  og  $K_2$ ; for  $n = 5$ :

$$K_1 = \frac{-1 + \sqrt{5}}{2} = 0,62.$$

$$K_2 = \frac{-1 - \sqrt{5}}{2} = -1,62.$$

En forstærker med 5 kredse kan således realiseres med en enkelt

kreds med samme båndbredde som hele forstærkeren, og to kredspar, der kan arrangeres på følgende måder: <sup>1)</sup> To par, der er forstemt i forhold til midterfrekvensen; dette er den almindelige forskudt afstemte forstærker med 5 rør. <sup>2)</sup> To sæt koblede kredse, hvoraf det ene er overkritisk, det andet underkritisk koblet. Selektivitetskurven opnås her med 3 rør. <sup>3)</sup> To modkoblede rørpar med forskellig modkoblingsgrad. Forstærkeren får i dette tilfælde 5 rør.

### 3. Forstærker med modkoblet rørpar.

Et skematisk diagram af et modkoblet rørpar er vist på fig. 2.

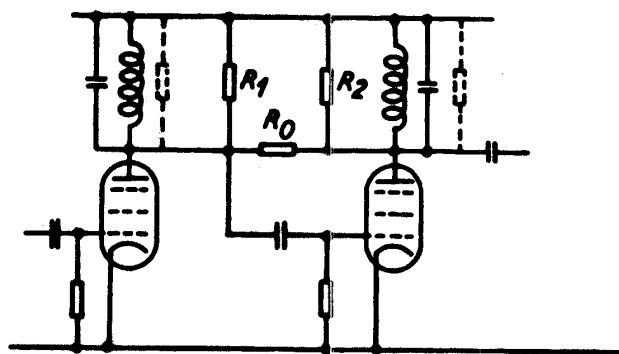


Fig. 2.

Skematisk diagram af forstærker med et modkoblet rørpar. Modkoblingsnetværket er udformet som et  $\pi$ -led.

En sådan forstærker har en selektivitetskurve, hvis båndbredde afhænger af modkoblingsgraden, der bestemmes af  $R_0$ 's størrelse. Ved kraftig modkobling bliver selektivitetskurven topuklet, og et rørpar i denne kobling kan derfor indgå i en MF-forstærker som omtalt ovenfor. At modkobling kan give den ønskede selektivitetskurve, kan umiddelbart indses. Er selve modkoblingsnetværket  $R_0R_1R_2$  frekvensuafhængigt, og de to kredse afstemt til samme frekvens  $f_0$ , vil modkoblingsgraden - og dermed forstærkningsnedsættelsen - være størst omkring midterfrekvensen  $f_0$ , hvorimod den falder, når man fjerner sig fra  $f_0$ . Ved kraftig modkobling kan denne forstærkningsnedsættelse blive så stor, at forstærkningen stiger, når man fjerner

sig fra centerfrekvensen; kurven er da topuklet, som ved et overkritisk koblet båndfilter.

Forstærkningen af en MF-forstærker med modkoblede par er i praksis den samme som for den tilsvarende forstærker med forskudt afstemning. Dette er en følge af, at modkoblingen er meget lille i grænserne af gennemgangsområdet.

### 3.1. Modkoblingsnetværket.

Det er her forudsat, at selve modkoblingsnetværket  $R_0R_1R_2$  er frekvensuafhængigt. Dette er ikke tilfældet i det på figur 2 viste netværk, idet modstanden  $R_0$  har en egenkapacitet, medens kapaciteterne af modstandene  $R_1$  og  $R_2$  indgår i afstemningskapaciteterne. På grund af disse egenkapaciteter på 0,25-0,5 pF vil modkoblingen stige med frekvensen, således at selektivitetskurven ikke bliver symmetrisk, men vipper, så forstærkningen er større under end over midterfrekvensen. Denne kapacitet kan nedsættes meget ved at anvende flere modstande i serie på dette sted.

Det har imidlertid vist sig lettest i praksis at anvende T-ækvivalentet til det  $\pi$ -led, der på fig. 2 udgør modkoblingsnetværket. Det ændrede modkoblingsnetværk er vist på fig. 3. Modstanden  $R_T$  vil sædvanligvis være

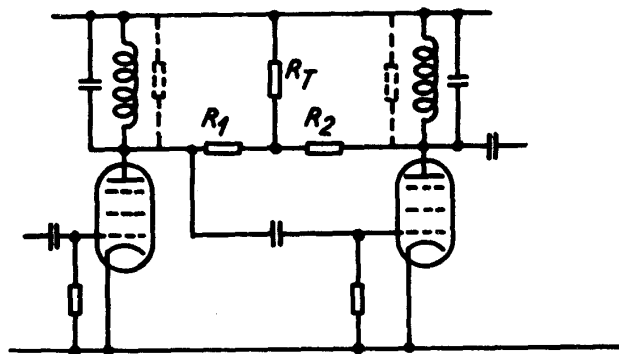


Fig. 3.

Skematisk diagram af forstærker med et modkoblet rørpar, hvor modkoblingsnetværket er et T-led.

den mindste af de tre modstande, og da de har tilnærmelsesvis samme egenkapacitet, kan netværket gøres frekvensuafhængigt ved at tilføje en ekstra



kapacitet over  $R_T$ . Ofte vil det være tilstrækkeligt at justere spredningskapaciteten over  $R_T$  til den rigtige værdi ved at ændre netværkets afstand til chassiset.

Denne stjerne-trekant transformation kan imidlertid kun omfatte de ekstra modstande, der loddes ind i forstærkeren, medens de til spole- og rørtab ækvivalente dæmpemodstande stadig ligger direkte over kredsene som antydte punkteret på fig. 3, hvor modstandene altså i realiteten danner to  $\pi$ -led.

Ved dimensionering er det derfor mest bekvemt at dimensionere ud fra kredsløbet i fig. 2. Man beregner det nødvendige modstandskompleks  $R_0R_1R_2$  ud fra den ønskede båndbredde og midterfrekvens samt de målte kredskapaciteter. Derefter bestemmes ud fra spole- og rørtab de uundgåelige dæmpemodstande i kredsene og de nødvendige ekstra dæmpemodstande, der skal indlodd-  
des, findes. Disse ekstra modstande og  $R_0$  kan derefter omregnes ved en trekant-stjerne-transformation. Transformationen kan kun udføres, når kredsenes egentab er mindre end den nødvendige dæmpning. Er der koblet en detektor til den sidste kreds, giver denne en kraftig dæmpning af kredsen, og der må derfor ofte foretages en nedtransformering til detektoren, enten ved at slutte denne til et udtag på kredsen eller ved at udforme kredsen som en bifilart viklet transformator. Nedtransformeringen til detektoren må vælges så stor, at der for at få den rette dæmpning må tilføjes en ekstra modstand, der da kan indgå i trekant-stjerne omregningen.<sup>x)</sup>

### 3.2. Forstærkningsregulering.

Da det sidste rør i et modkoblet par indgår i modkoblingssløjfen, kan man ikke regulere dette rørs forstærkning uden at ændre selektivitetskurven, men må regulere forstærkningen ved alene at regulere på første rør. Dette forhold kan få indflydelse på valget af rørantallet i en forstærker, i hvilken der indgår sådanne modkoblede rørpar.

De mest anvendte rørantal i MF-forstærkere til fjernsynsmodtagere er 2, 3 og 4. Dette giver henholdsvis 3, 4 og 5 afstemte kredse, såfremt der anvendes forskudt afstemning eller modkobling, altså enkelt afstemt anodekreds, idet blandingsrørets anodekreds indgår i dette tal. Anvendes koblede kredse, altså dobbelt afstemte anodekredse, fås større antal kredse og dermed bedre selektivitet med samme rørantal.

Forstærkningen i en fjernsynsmodtager reguleres sædvanligvis på HF-røret og de første to rør i mellemfrekvensforstærkeren, idet man ønsker at

x) Til brug ved forstærkere med særlig stor båndbredde er formler til direkte dimensionering af T-leddet givet i tillægget side 7-8.

regulere på de rør, der har den mindste udstyring. Ønsket om at regulere på de første rør medfører, at man i forstærkere med modkoblede par og et ulige antal kredse bedst placerer enkelt-kredsen i blandingsrørets anode. Herved bliver man ved 2 og 4 MF-rør i stand til at regulere på det første, henholdsvis det første og tredje MF-rør, hvilket i forbindelse med en regulering på HF-røret har vist sig at være tilstrækkeligt. Anbringes enkelt-kredsen i et senere trin af forstærkeren, f.eks. ved detektoren, eller anvendes et lige antal kredse, danner blandingsrøret og første MF-rør et par, og regulering på første MF-rør er umulig. Dette er især uheldigt ved anvendelse af fire kredse, som det findes i modtagere med tre MF-rør. Vælges her en kobling med to modkoblede par, kan forstærkningen kun reguleres på HF-røret og det andet MF-rør, hvilket i praksis har vist sig at være for lidt. Ved 3 MF-rør er brug af to modkoblede par derfor ikke nogen fordel.

### 3.3. Tilkobling af detektoren.

Detektorens tilkobling sker mest hensigtsmæssigt til den kreds, der har den laveste godhed, idet den nødvendige nedtransformering og det dermed forbundne tab i forstærkning da bliver mindst eller eventuelt helt kan undgås. Det er derfor almindeligt ved en forstærker med forskudt afstemning at koble detektoren til den kreds, der ved ulige antal kredse er afstemt til midterfrekvensen og som har samme båndbredde som hele forstærkeren. Ved ulige kredstal findes den tilsvarende kreds i forstærkere med modkoblede rørpar, men som nævnt ovenfor er det af hensyn til forstærkningsreguleringen mest hensigtsmæssigt at placere den som første kreds i forstærkeren. Detektoren må da kobles til det rørpar, der har den mindste båndbredde, idet kredsgodhederne her er mindst. Dette par svarer til de kredse, der ved forskudt afstemning er afstemt nærmest midterfrekvensen. Den nødvendige nedtransformering bliver da større, end såfremt der var koblet til midterkredsen, hvilket medfører, at nedtransformeringen bliver større, end det havde været nødvendigt ved forskudt afstemning. Som nævnt er forstærkningen bortset fra denne nedtransformering i praksis den samme for en forstærker med modkoblede rørpar som for den tilsvarende med forskudt afstemning, men den større nødvendige nedtransformering i en modkoblet forstærker gør, at den totale forstærkning for denne ligger noget lavere end ved forskudt afstemning. Nedsættelsen har ved de byggede forstærkere været af størrelsesordenen 3-6 dB. Normalt vil det mest bekvemme være at dimensionere de to kredse i

parret til samme godhed, men man kan i det sidste par vælge ensidig dæmpning, således at den sidste kreds får et lavere  $Q$ , hvorved den nødvendige nedtransformering bliver noget mindre. Denne mulighed er også forsøgt i praksis, og er omtalt nærmere i afsnit 7.

Den forholdsvis store dæmpning og ringe kapacitet, der findes i den kreds, hvor tilkoblingen af detektoren sker, gør, at modkoblingsnetværket i det sidste rørpar i en forstærker bliver usymmetrisk.

Forstærkere med modkoblede rørpar til fjernsynsmodtagere har som nævnt i indledningen været behandlet i Jewitts artikel i Wireless World, men uden at den beskrevne forstærker havde tilfredsstillende egenskaber. I den viste forstærker er modkoblingsnetværket i de to anvendte par ens og symmetriske, hvilket tyder på, at der ikke er taget hensyn til detektorens store dæmpning og lave kapacitet.

#### 3.4. Forstærkerens trimning.

Da alle kredse i den her behandlede forstærkertype er afstemt til samme frekvens, skulle et af dens fortrin være en hurtig og bekvem indtrimning af kredse.

Fremgangsmåden er den, at man ophæver modkoblingen, medens man trimmer alle kredse til midterfrekvensen. Derefter er kun tilbage at kippe selektivitetskurvens flade top ved at justere kapaciteterne over tværmodstanden  $R_T$  i modkoblingsnetværket. Dette kan ofte gøres blot ved at justere netværkets afstand fra chassiset, men i nogle tilfælde kan det være nødvendigt at tilføje en lille ekstra kapacitet på nogle få pF.

Det er mest nærliggende at ophæve modkoblingen ved at kortslutte tværmodstanden som beskrevet i artiklen i Wireless World, hvilket i forstærkere med stor kredskapacitet også er praktisk anvendeligt.

For at få stor forstærkning holdes kapaciteterne imidlertid så lave som muligt, og de vil ofte kunne være så små som 12-14 pF og for detektor-kredsen ca. 7 pF.

I sådanne forstærkere vil en kortslutning af tværmodstanden forstemme kredsen med ca. 0,5 pF, således at parret får en midterfrekvens, der kan ligge  $\Delta f = \frac{1}{2} \cdot \frac{0,5}{10} \cdot 37 \text{ MHz} \approx 1 \text{ MHz}$  for højt ved en midterfrekvens på 37 MHz. Dette betyder, at man ved denne metode må indtrimme enkelt-kredsen og parrene i en forstærker til forskellige empirisk fundne frekvenser, og fordelingen ved metoden er da ringe.

En bedre og lige så bekvem metode er det at dæmpe den ene kreds i et par med en passende modstand - ca. 500 Ohm - medens man trimmer den anden, og ved denne metode har der ikke i de på laboratoriet byggede forstærkere med 3 og 5 kredse været vanskelighed ved at opnå den rette selektivitetskurve ved indtrimning af alle kredse til midterfrekvensen.

Ved arbejdet med denne forstærkertype kan det i begyndelsen være en hjælp at undersøge selektivitetskurven for hvert par i forstærkeren. Dette gøres let ved at gå ind på gitteret af første rør i et par med målesendersignalet og tilslutte en detektor til anodekredsen på røret, der følger efter parret. Denne anodekreds må samtidig dæmpes med en passende modstand, f.eks. 500 Ohm. Det kan på denne måde kontrolleres, om parrenes selektivitetskurver har den rigtige form, f.eks. om afstanden mellem forstærkningsmaximaene er den rigtige, ligesom det i nogle tilfælde i begyndelsen er lettest på denne måde at finde ud af, hvor eventuelle tværkapaciteter til kipning af selektivitetskurvens top skal anbringes.

### 3.5. Lydfælde.

Da lydfælde og fælde for nabokanalernes bærefrekvenser er afstemt til frekvenser, der ligger udenfor det egentlige gennemgangsområde for forstærkeren, er modkoblingen lav ved fælde-frekvenserne, og der har derfor ikke vist sig vanskeligheder ved at benytte de samme fælde som i forskudt afstemte forstærkere. Trimmes en fælde derimod til en frekvens i selve gennemgangsområdet, hvor modkoblingen er stor, indvirker den meget lidt på selektivitetskurvens form.

### 4. Dimensionering af MF-forstærkeren.

Den teoretiske behandling, der gives i professor J. Rybners tillæg, danner med sine tabeller et bekvemt dimensioneringsgrundlag, men da det er udarbejdet sideløbende med laboratoriarbejdet, var den ikke tilgængelig til dette i fuldt omfang.

Grundlaget for arbejdet var derfor H.S. Jewitts artikel "Wide-Band-Amplifiers", men det viste sig hurtigt nødvendigt at omarbejde de her givne formler til beregning af modkoblings  $\pi$ -leddet, så de tager hensyn til, at de to kredskapaciteter kan være forskellige. De af Jewitt givne formler til direkte beregning af et modkoblings-T-netværk er kun anvendelige, når man kan se bort fra rør- og kredstab, idet det kun er de ekstra dæmpemod-

stande - de, der skal indloddess i kredsen - som kan indgå i trekantstjerneomregningen. Disse formler kan derfor kun benyttes, hvor båndbredden er væsentlig større i forhold til centerfrekvensen end tilfældet er i TV-MF-forstærkere.

De i det følgende udledte udtryk kan betragtes som en korrektion til Jewitts artikel, når denne anvendes på forstærkere til TV-modtagere.

Det for dimensioneringen givne er, at forstærkeren med det valgte antal kredse,  $n$ , båndbredden  $B$  og centerfrekvensen  $f_0$  skal have en flad selektivitetskurve, der kan udtrykkes ved

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + x^{2n}}} . \quad 1.$$

Nævnerens kvadratrods kan som tidligere nævnt omskrives til

$$\sqrt{1 + x^{2n}} = \sqrt{1 + x^2} \sqrt{1 + K_1 x^2 + x^4} \sqrt{1 + K_2 x^2 + x^4} \dots \sqrt{1 + K_{\frac{n-1}{2}} x^2 + x^4} \quad 2.$$

for et ulige antal kredse. Her repræsenterer den første kvadratrods en enkelt-kreds med samme båndbredde som hele forstærkeren.

For et lige antal kredse fås

$$\sqrt{1 + x^{2n}} = \sqrt{1 + K_1 x^2 + x^4} \sqrt{1 + K_2 x^2 + x^4} \dots \sqrt{1 + K_{\frac{n}{2}} x^2 + x^4} . \quad 3.$$

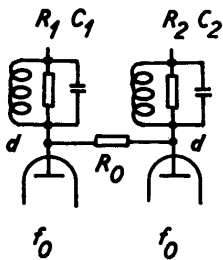
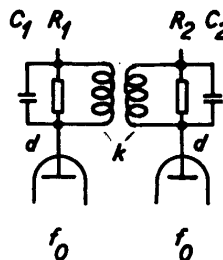
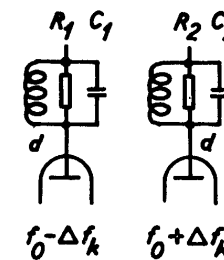
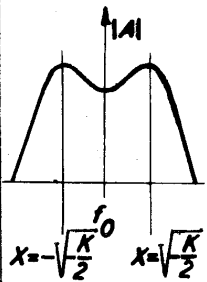
Ved udregning ser man, at dette er opfyldt for følgende værdier af  $K$ :

$n$	2	3	4	5
Kredspar 1: $K_1$	0	-1	$+\sqrt{2} = 1,41$	$\frac{1}{2}(-1 + \sqrt{5}) = 0,62$
" 2: $K_2$			$-\sqrt{2} = -1,41$	$\frac{1}{2}(-1 - \sqrt{5}) = -1,62$

Ved dimensionering af mellempfrekvensforstærkeren drejer det sig altså om at dimensionere en forstærker med to kredse, der har den rette båndbredde og en selektivitetskurve af formen

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + Kx^2 + x^4}} , \quad 4.$$

hvor K for forskellige antal kredse i den samlede forstærker er angivet i tabellen. Denne selektivitetskurve kan, som det er vist i afsnit 8, opnås med et modkoblet kredspar, eller med to koblede eller forskudt afstemte kredse, når de opfylder de betingelser, der er givet i nedenstående skema, der giver resultatet fra afsnit 8:

Modkoblet par <sup>x)</sup>	Koblede kredse	Forskudt afst. kredse	Selek. kurve
 <p><math>f_0</math>      <math>f_0</math></p>	 <p><math>f_0</math>      <math>f_0</math></p>	 <p><math>f_0 - \Delta f_k</math>      <math>f_0 + \Delta f_k</math></p>	 <p><math>x = -\sqrt{\frac{K}{2}}</math>      <math>x = \sqrt{\frac{K}{2}}</math></p>
$d = \frac{1}{\omega_0 C_1 R_1} = \frac{1}{\omega_0 C_2 R_2}$ $d_0 = \frac{1}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2} R_0}$ $d_s = \frac{S_2}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}$	$d = \frac{1}{\omega_0 C_1 R_1} = \frac{1}{\omega_0 C_2 R_2}$	$d = \frac{1}{\omega_0 C_1 R_1} = \frac{1}{\omega_0 C_2 R_2}$ $\beta_K = \text{forskydning}$ $\beta_K = \frac{2\Delta f_k}{f_0}$	$ A  = \frac{A_0}{\sqrt{1 + KX^2 + X^4}}$ $-2 < K < 2$ $B = 3 \text{ dB. båndbr. for hele forst.}$ Kurven topuklet for $K < 0$
$(d + d_0)^2 =$	$d^2 =$	$d^2 =$	$\frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 + K)$
$d_0 d_s =$	$k^2 =$	$\beta_K^2 =$	$\frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 - K)$

Disse formler er ækvivalente med de formler, der findes på side 4 i tillægget, idet  $\frac{1}{2} \sqrt{2 + K} = \sin V_p$  giver sammenhængen mellem K og  $V_p$ .

Forstærkningen ved midterfrekvensen er for modkoblet rørpar

$$A_0 = \frac{S(S_2 - \frac{1}{R_0})}{4 \pi^2 B^2 C_1 C_2},$$

medens forstærkningen for et rørpar med forskudt afstemte kredse er

x) Tabellen gælder for to kredse med samme godhedsfaktor. Dimensioneringsformler for forskellig godhedsfaktor findes i tillægget side 11.

$$A = \frac{S_1 S_2}{4 \pi^2 B^2 C_1 C_2}.$$

I praksis er  $S_2 \gg \frac{1}{R_0}$ , således at de to forstærkertyper får samme forstærkning, medens forstærkningen ved centerfrekvensen for eet rør med to koblede kredse bliver

$$A_0 = \frac{S \cdot k \cdot f_0}{2\pi B^2 \sqrt{C_1 C_2}}$$

En forstærker består altså af en eventuel enkelt kreds med samme båndbredde som hele forstærkeren,  $B$ , og et vist antal kredspar. Disse par kan dimensioneres ud fra skemaet, og man ser af dette, at kredsenes endelige godhedsfaktorer er den samme ved alle tre typer. Ved valg af den type kredspar, man vil anvende, spiller flere ting ind, og anvendelse af flere typer i samme forstærker kan i nogle tilfælde være en fordel. Anvendelse af koblede eller forskudt afstemte kredse sammen med modkoblede par kan således i visse tilfælde løse det reguleringsproblem, der kan opstå i disse forstærkere, f.eks. som tidligere omtalt i forbindelse med 4 MF-kredse. Ligeledes kan det være ønskeligt at anvende koblede kredse for at få flere kredse pr. rør og dermed stejlere flanker på selektivitetskurven. Dette er især tilfældet i modtagere med få rør.

##### 5. Forstærkerens stabilitet over for rør-ændringer.

I forstærkere med modkoblede rørpar fremkommer den ønskede selektivitetskurve på grund af modkobling, og man må derfor vente nogen forbedring af forstærkerens stabilitet overfor ændring af rørenes egenskaber i forhold til forstærkere med forskudt afstemning. Imidlertid er det kun det andet rør i hvert modkoblet par, der er modkoblet, og der er derfor kun en forbedring af stabiliteten overfor ændringer i disse rør.

For at undersøge, hvor stor forbedring man i praksis vil opnå ved at anvende modkobling i stedet for forskudt afstemning er der bygget to forstærkere med 5 rør, den ene med 5 forskudt afstemte kredse, den anden med een enkelt kreds og to modkoblede par. Forstærkerne blev dimensioneret omhyggeligt og forsynet med de beregnede dæmpe- og modkoblingsmodstande og indtrimmet til de beregnede frekvenser, idet indtrimningen skete med samme

Rørenes rækkefølge: 1-2-3-4-5.

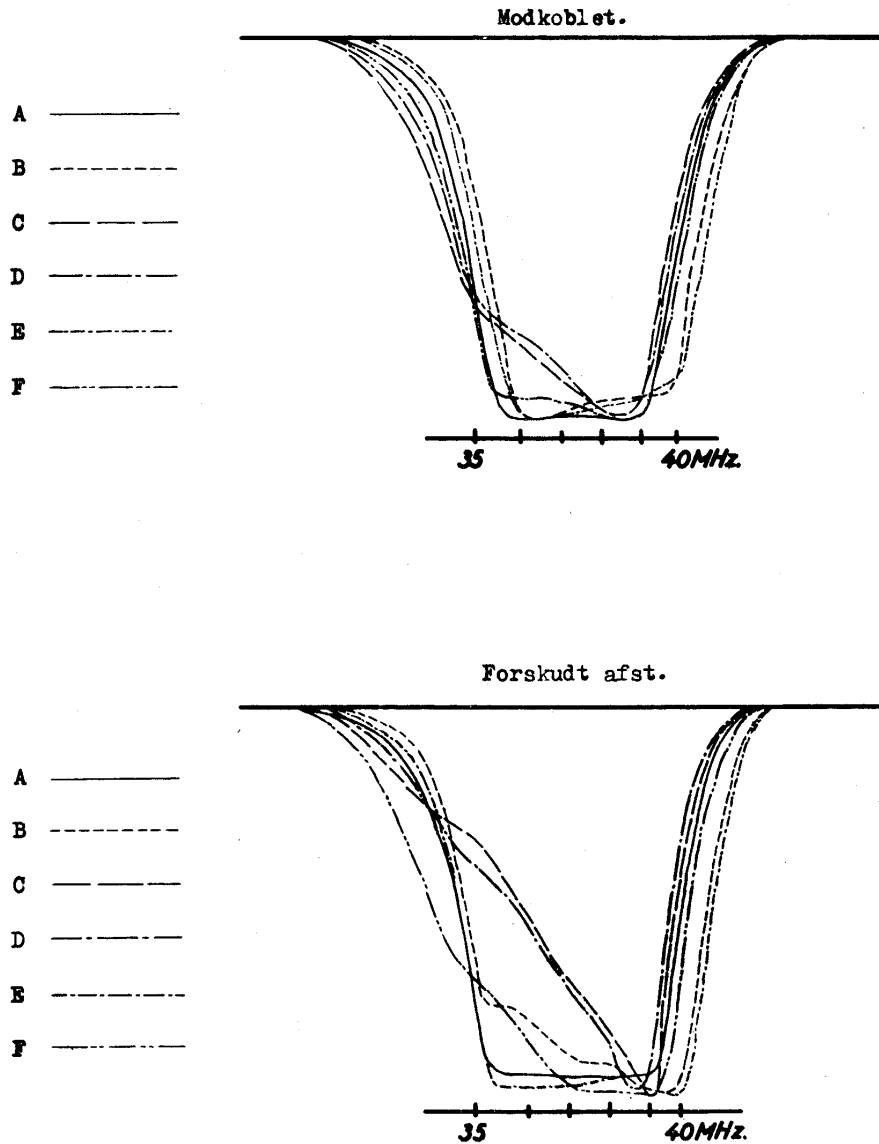


Fig. 4.

Selektivitetskurver for to forstærkere med 5 kredse og henholdsvis modkoblede rørpar og forskudt afstemning optaget med 6 sæt af 5 rør. Figuren viser kurver for rørene i rækkefølgen 1-2-3-4-5. Kurve A er i begge tilfælde den oprindelig indtrænede kurve.



Rørenes rækkefølge: 5-4-3-2-1.

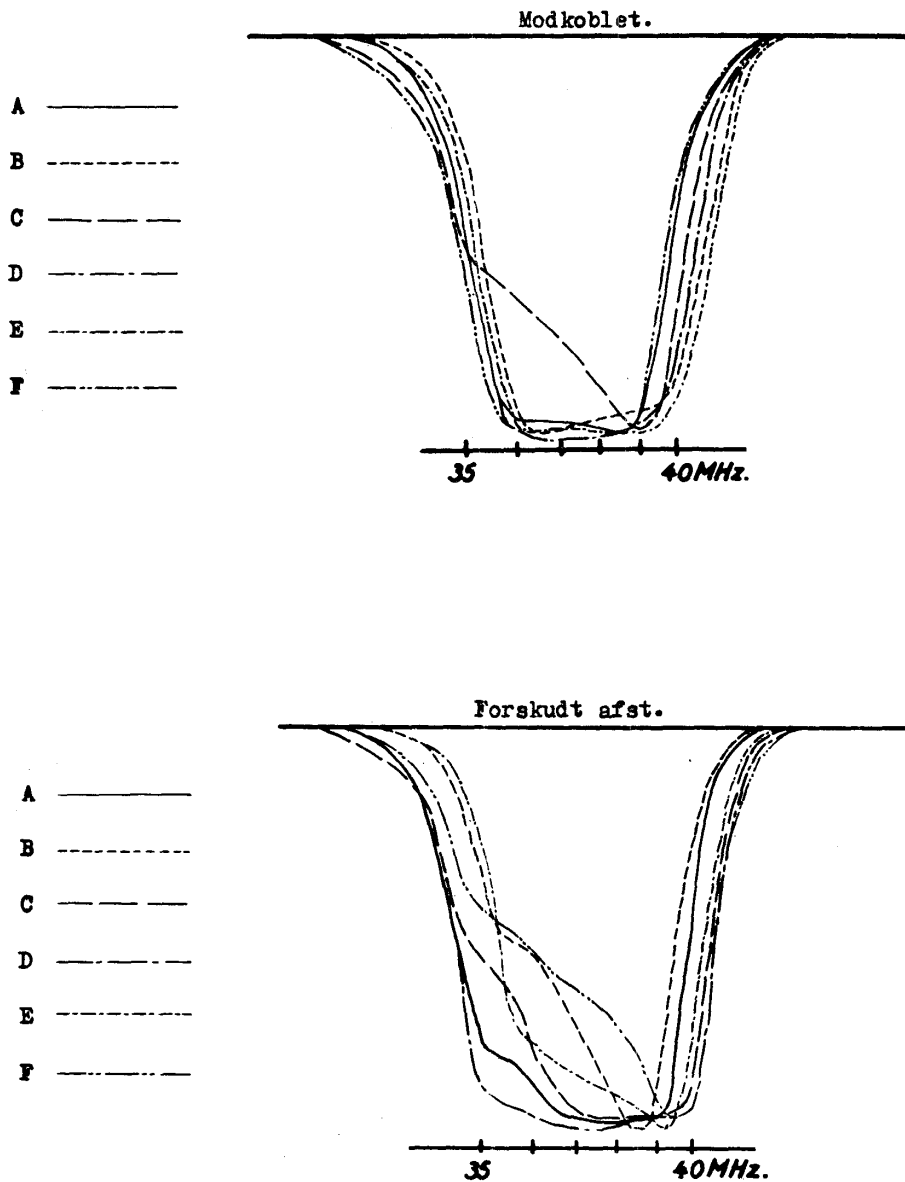


Fig. 5.

Selektivitetskurver for to forstærkere med 5 kredse og henholdsvis modkoblet rørpar og forskudt afstemning optaget med 6 sæt à 5 rør. Kurverne er her vist for rørene i rækkefølgen 5-4-3-2-1. Forstærkerne er begge oprindeligt indtrimmet til kurve A på fig. 4.

Rørenes rækkefølge: 1-3-2-4-5.

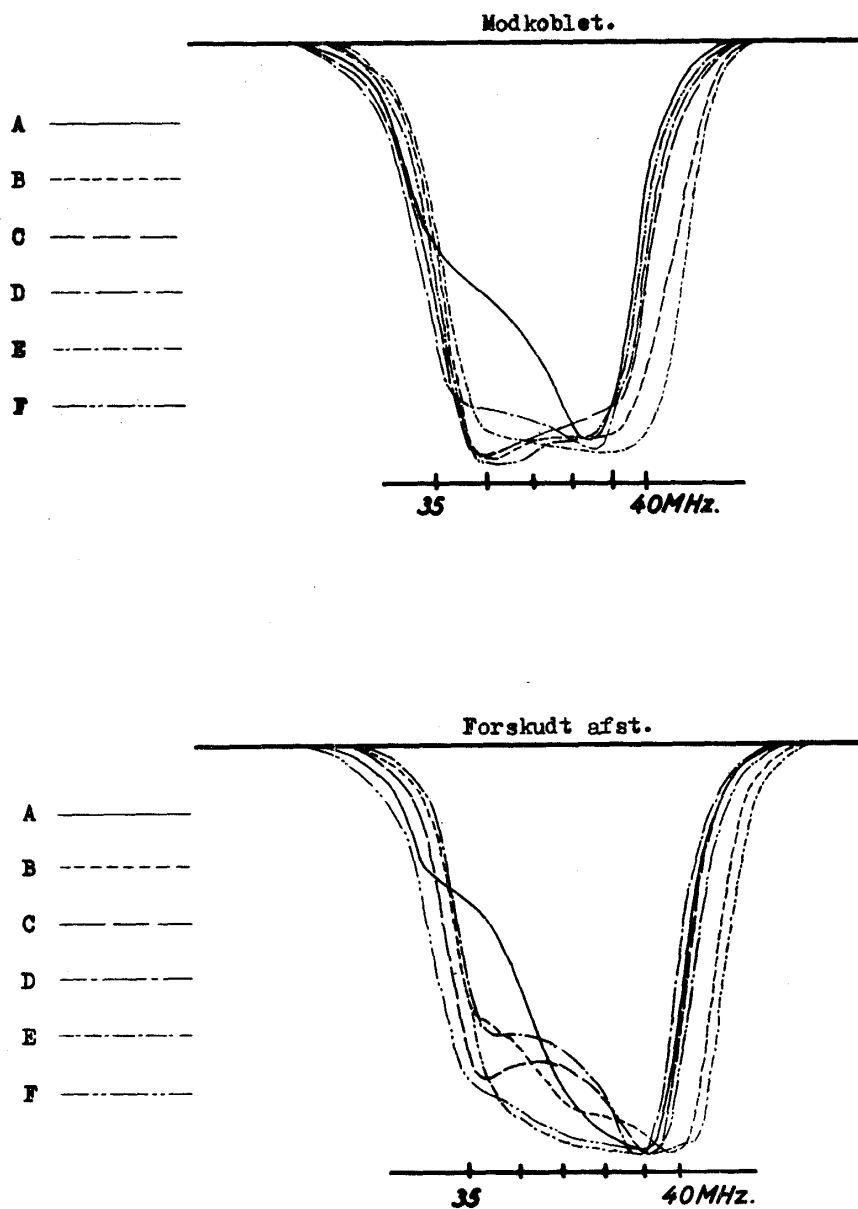


Fig. 6.

Selektivitetskurver for to forstærkere med 5 kredse og henholdsvis modkoblet rørpar og forskudt afstemning optaget med 6 sæt à 5 rør. Kurverne er vist for rørene i rækkefølgen 1-3-2-4-5. Forstærkerne er oprindeligt indtrimmet til kurve A på fig. 4.

sæt rør. Selektivitetskurverne blev derefter optaget for begge forstærkerne med 6 forskellige sæt rør og med 3 forskellige rækkefølger for hvert sæt. På fig. 4-6 er vist de forskellige selektivitetskurver, idet rørsættene er mærket A-F, og rækkefølgen af rørene i hvert sæt er angivet ved rørenes nummerering 1-5. Man ser af figurerne, at helhedsindtrykket er en noget bedre stabilitet for den modkoblede forstærker, selv om et uheldigt rør, placeret på et uheldigt sted giver lige så stor fejl som i den forskudt afstemte forstærker.

#### 6. Praktisk eksempel.

For at sammenligne egenskaberne hos forstærkere med modkoblede rørpar og forskudtafstemte forstærkere blev der af hver type bygget to forstærkere, en med tre afstemte kredse, bestemt til simple modtagere, og en med fem kredse til større modtagere.

De forskudt afstemte forstærkere blev bygget med de dæmpemodstande, der kunne beregnes ud fra de målte kredskapaciteter og spole- og rørtab, og kredsene blev trimmet ind på de beregnede frekvenser.

De modkoblede forstærkere er forsynet med de dæmpe- og modkoblingsmodstande, der er beregnet ud fra de målte kreds-kapaciteter og -tab, og kredsene er afstemt til centerfrekvensen. Den eneste empiriske ændring ved forstærkerne er, at modkoblings-T-leddenes afstand til chassis er justeret

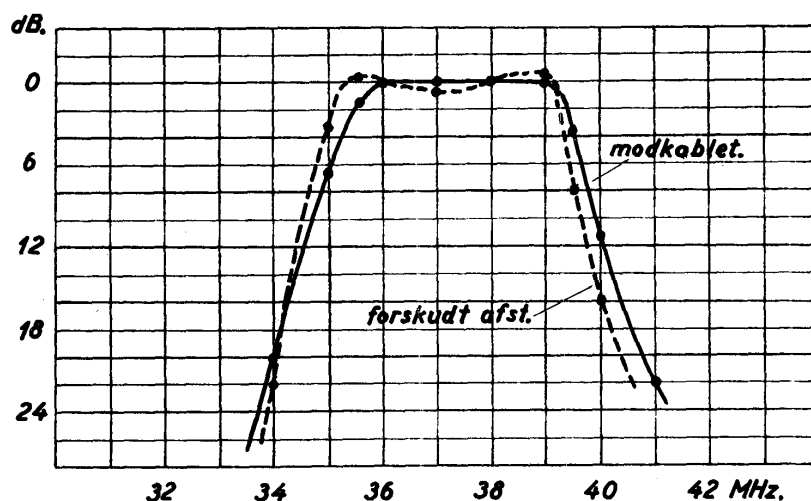


Fig. 7.

Selektivitetskurver for to forstærkere med 5 kredse og henholdsvis modkoblet rørpar og forskudt afstemning optaget på forstærkere, bygget med de beregnede komponenter. Kredsene er i den modkoblede forstærker trimmet til midterfrekvensen og i den forskudt afstemte til de beregnede frekvenser.

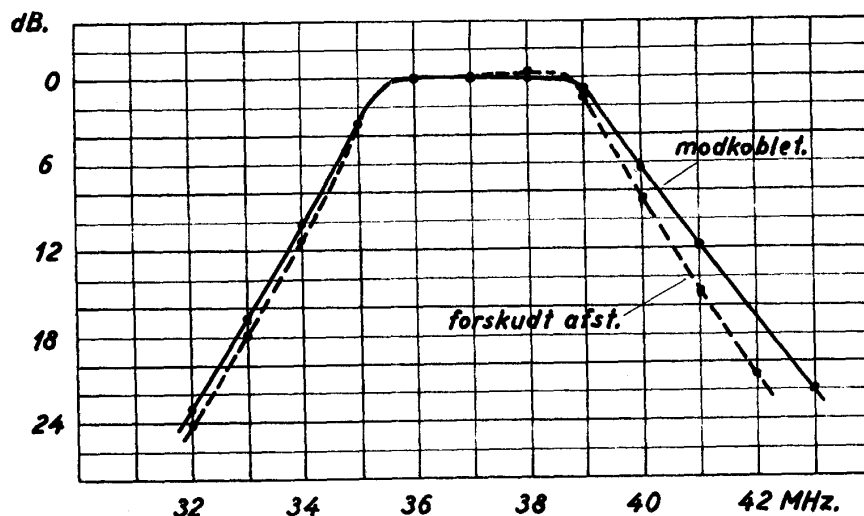


Fig. 8.

Selektivitetskurver for to forstærkere med 3 kredse og henholdsvis modkoblet rørpar og forskudt afstemning optaget på forstærkere, bygget med de beregnede komponenter. Kredsene er i den modkoblede forstærker trimmet til midterfrekvensen og i den forskudt afstemte til de beregnede frekvenser.

til at give netop den spredningskapacitet, der giver vandret selektivitetskurve. De målte selektivitetskurver for de fire forstærkere er vist på fig. 7 og 8.

Beregningernes forløb for forstærkeren med 5 kredse fremgår af nedenstående.

Beregning af modkoblet MF-forstærker med 5 kredse.

Centerfrekvens  $f_0 = 37,12$  MHz.

6 dB-båndbredden  $B = 5,25$  MHz, udfra  $A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + X^{10}}}$  fås

3 dB "  $B = 4,7$  MHz.

Spolegodhed  $Q \approx 75$

Indgangsdæmpning, EF80  $R_g \approx 18$  kOhm

Kredskapaciteter pF: 17-17-17-17-12.

Stejlhed, EF80:  $S = 7,4$  mA/V.

Der anvendes, af grunde, der er omtalt i afsnittet om forstærkningsregulering, følgende rækkefølge i forstærkeren: 1) enkelt kreds, 2) modkoblet par med stor båndbredde og 3) modkoblet par med lille båndbredde.

1) Kreds 1.  $C = 17 \text{ pF}$   $B = 4,7 \text{ MHz}$   $f_0 = 37,12 \text{ MHz.}$

$$\text{Samlet dæmpemodstand } R = \frac{1}{2\pi BC} = \frac{10^6}{2\pi \cdot 4,7 \cdot 17} \approx 2 \text{ kOhm.}$$

$$\text{Dæmpning fra rør og spole } 18 || 18 \text{ kOhm} = 9 \text{ kOhm.}$$

$$\text{Nødvendig ekstra dæmpemodstand } R_1 \approx 2,6 \text{ kOhm.}$$

2) Kreds 2,3.  $C_1 = C_2 = 17 \text{ pF}$  Modkoblet par med  $K = -1,62$

$$\sqrt{2 + K} = 0,62; \quad 2 - K = 3,62 \quad \frac{B}{f_0} = 0,13$$

$$d_o d_s = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 - K) = \frac{1}{4} \cdot 0,13^2 \cdot 3,62 = 0,0153$$

$$d_s = \frac{S}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}, \quad d_o = \frac{1}{R_o \omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}$$

$$d_o = 0,0153 \cdot \frac{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}{S} = 0,0153 \frac{2\pi \cdot 37,12 \cdot 10^6 \cdot 17}{7,4 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{12}} = 8,2 \cdot 10^{-3}$$

$$\underline{R_o} = \frac{1}{\omega_0 d_o \sqrt{C_1 C_2}} = \frac{10^3 \cdot 10^{12}}{2\pi \cdot 37,12 \cdot 10^6 \cdot 8,2 \cdot 17} \text{ Ohm} \approx 31 \text{ kOhm.}$$

$$(d + d_o)^2 = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 + K);$$

$$d + d_o = \frac{1}{2} \frac{B}{f_0} \sqrt{2 + K} = 0,5 \cdot 0,13 \cdot 0,62 = 40 \cdot 10^{-3}$$

$$d = (40 - 8,3) \cdot 10^{-3} = 31,7 \cdot 10^{-3}$$

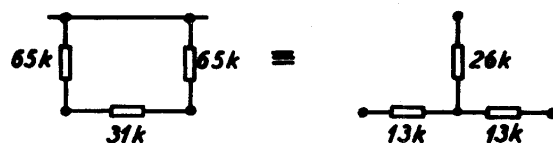
$$\underline{R_1 = R_2} = \frac{1}{d\omega C} = \frac{10^{12}}{31,7 \cdot 10^{-3} \cdot 2\pi \cdot 37,12 \cdot 10^6 \cdot 17} \approx 7,9 \text{ kOhm.}$$

Kredstabene svarer til en parallelmodstand på 9 kOhm, og de nødvendige ekstra dæmpemodstande bliver da

$$\underline{R_1' = R_2'} = \frac{7,9 \cdot 9}{9 - 7,9} \approx \underline{65 \text{ kOhm}}$$

Denne er ret usikker, da kredsdæmpningen alene næsten er tilstrækkelig. Det vil være en fordel med noget bedre spolegodhed.

Ved en stjerne-trekant omregning fås derefter T-netværket:



3) Kreds 4,5.  $C_1 = 17 \text{ pF}$ ,  $C_2 = 12 \text{ pF}$ . Modkoblet par  $K = 0,62$

$$\sqrt{2 + K} = 1,62; \quad 2-K = 1,38; \quad \frac{B}{f_0} = 0,13$$

$$d_0 d_s = \frac{1}{4} \cdot 0,13^2 \cdot 1,38 = 5,83 \cdot 10^{-3}$$

$$d_0 = 5,85 \cdot 10^{-3} \frac{2\pi \cdot 37,12 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{17 \cdot 12}}{7,4 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{12}} = 2,62 \cdot 10^{-3}$$

$$\underline{R_0} = \frac{10^6}{2\pi \cdot 37,12 \cdot 2,62 \cdot \sqrt{17 \cdot 12}} \approx \underline{115 \text{ kOhm.}}$$

$$d + d_0 = 0,5 \cdot 0,13 \cdot 1,62 = 105 \cdot 10^{-3}$$

$$d \approx 0,1$$

$$\underline{R_1} = \frac{1}{d\omega C_1} = \frac{10 \cdot 10^{12}}{2\pi \cdot 37,12 \cdot 10^6 \cdot 17} \text{ Ohm} \approx \underline{2,5 \text{ kOhm.}}$$

Nødvendig ekstra dæmpemodstand

$$\underline{R_1'} = \frac{2,5 \cdot 9}{9 - 2,5} \approx \underline{3,5 \text{ kOhm.}}$$

$$\underline{R_2} = \frac{1}{d\omega C_2} = \frac{10 \cdot 10^{12}}{2\pi \cdot 37,12 \cdot 10^6 \cdot 12} \text{ Ohm} = \underline{3,57 \text{ kOhm.}}$$

Denne kreds er belastet med detektoren, der har en belastningsmodstand på 3,9 kOhm, og således dæmper med  $0,5 \cdot 3,9 \text{ kOhm} = 1,95 \text{ kOhm}$ , ved direkte tilkobling. Dette er en for kraftig dæmpning, hvorfor der nedtransformeres i sidste kreds. For at få en ekstra dæmpemodstand, der kan indgå i T-leddet, skal nedtransformeringen være større end  $n = \sqrt{\frac{1,95}{3,57}} \approx 0,74$ . Her vælges  $\underline{n} = \frac{10}{16} = \underline{0,62}$ .

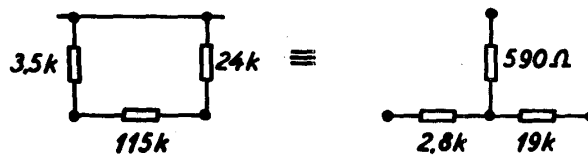
Detektordæmpningen på kredsen bliver da

$$R_d' = 1,95 \cdot 1,6^2 \approx 5 \text{ kOhm.}$$

Den til spoletabene ækvivalente modstand er 26 kOhm, hvorefter man finder en nødvendige ekstra dæmpemodstand.

$$R_2' = \frac{(5 \parallel 26) \cdot 3,57}{5 \parallel 26 - 3,57} \approx 24 \text{ kOhm}$$

Det fundne  $\pi$ -led omregnes herefter til et T-led:



Man ser, at egenkapaciteten  $\approx 1/4$  pF i  $\pi$ -leddets modkoblingsmodstand på 115 kOhm vil ødelægge frekvenskarakteristikken, da dens impedans ved ca. 37 MHz er omkring 17 kOhm. T-leddet er derimod anvendeligt uden særlige forholdsregler.

Forstærkeren er opbygget som vist på fig. 9, idet der til modkoblingsnetværkenes modstande er anvendt Vitrohm type SBT, der ikke udmåles. Derefter trimmes alle kredse, og spredningskapaciteterne over T-leddene justeres som nævnt i afsnit 3.4.

Den totale forstærkning skal være

$$A = \frac{S^5 \cdot n}{(2\pi B)^5 \cdot C_1 C_2 C_3 C_4 C_5} = \frac{(7,4 \cdot 10^{-3})^5 \cdot 0,62}{(2\pi \cdot 4,7 \cdot 10^6)^5 \cdot 17^4 \cdot 12 \cdot (10^{-12})^5} \approx 0,6 \cdot 10^6$$

$$A \approx 116 \text{ dB.}$$

Hertil kommer dog en korrektion for hvert af de modkoblede par på

$$1 - SY_0 = 1 - \frac{S}{R_0}$$

jfr. tillægget, hvilket svarer til

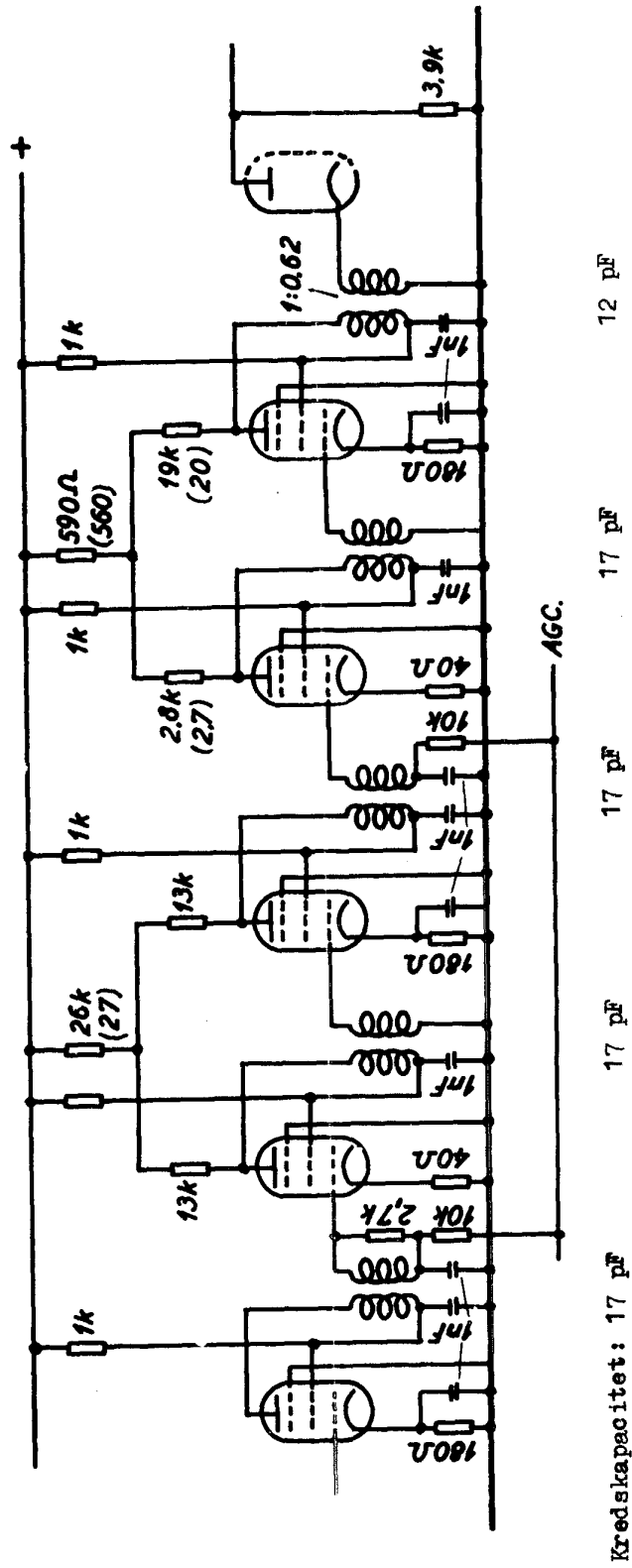


Fig. 9.

Mellemfrekvensforstærker med modkoblede rørpar.  
 I modkoblingsnetværket er anvendt modstandstypen Vitrohm, SBT, tolerance  $\pm 10$  o/o.  
 På diagrammet er angivet de beregnede modstandsværdier. Hvor disse ikke er standardværdier, er de anvendte værdier anført i parentes.



$$(1 - \frac{7,4}{32})(1 - \frac{7,4}{115}) = 0,77 \cdot 0,94 = 0,72 \sim \underline{3 \text{ dB}},$$

således at den teoretiske forstærkning er 113 dB.

Der er målt en forstærkning på 108 dB.

#### Forskudt afstemt forstærker.

Med de samme 5 rør og kredse er der derefter bygget en forskudt afstemt forstærker, forsynet med de beregnede dæmpemodstande. For at nedtransformeringen til detektoren skal blive så lille som mulig, er den bredeste kreds anbragt som sidste kreds. Denne kreds var kreds 1 i den modkoblede forstærker. Man får den nødvendige nedtransformering til detektoren af:

$$\text{Samlede dæmpemodstand } R = \frac{1}{2\pi BC} = \frac{10^6}{2\pi \cdot 4,7 \cdot 12} \approx 2,8 \text{ kOhm.}$$

$$\text{Dæmpning fra spoletab } R = 26 \text{ kOhm.}$$

$$\text{Tilladelig dæmpning fra diode} = \frac{2,8 \cdot 26}{26 - 2,8} = 3,1 \text{ kOhm.}$$

$$\text{Dektorens indgangsmodstand} = 1/2 \cdot 3,9 \text{ kOhm} = 1,95 \text{ kOhm.}$$

$$\text{Nødvendige nedtransformering} = \sqrt{\frac{1,95}{3,1}} \approx \underline{0,8}.$$

Ved den modkoblede forstærker var den nødvendige nedtransformering = 0,62. Forskellen mellem disse to omsætningsforhold er i dette tilfælde uden praktisk betydning for den samlede forstærkning, hvad også målingerne viser.

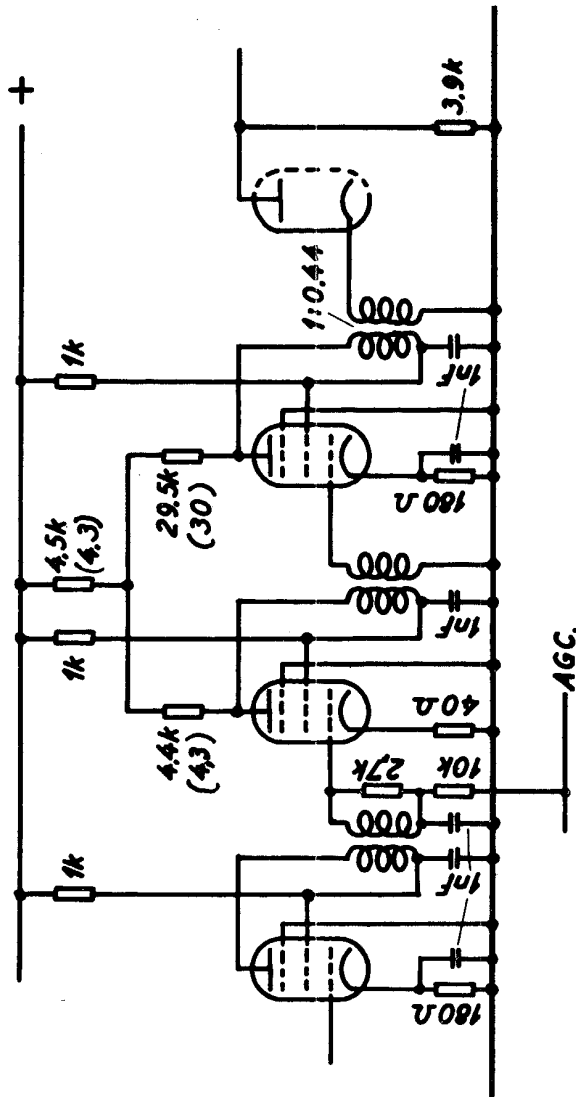
Den totale forstærkning for den forskudt afstemte forstærker er målt til

$$A = 107 \text{ dB.}$$

For den modkoblede forstærker målttes 108 dB, og i dette tilfælde er der altså ingen væsentlig forskel mellem de to forstærkere.

#### 7. MF-forstærker med 3 kredse. Ensidig dæmpning.

Til en simpel TV-modtager skulle bruges en forstærker med tre kredse, og for at drage sammenligninger mellem de to forstærkertyper blev der bygget en forstærker med modkoblet par og en med forskudt afstemning. Selektivitetskurverne for de to forstærkere, der blev bygget i overensstemmelse med dimensioneringsresultaterne, er vist på fig. 8, og diagrammet for den modkoblede forstærker med 3 kredse er vist på fig. 10.



Kredskapacitet: 17 pF      17 pF      12 pF

Fig. 10.

Mellemfrekvensforstærker med 3 kredse til simpel TV-modtager. I modkoblingsnetværket er anvendt modstandstypen Vitrohm, SBT, tolerance  $\pm 10$  o/o. På diagrammet er angivet de beregnede modstandsværdier. Hvor disse ikke er standardværdier, er de anvendte værdier anført i parentes.

Som omtalt i afsnit 3.2 er det nødvendigt at koble detektoren til det modkoblede par, og da dette er bredere end det par, detektoren var koblet til i forstærkeren med 5 rør, er den nødvendige nedtransformering kraftigere, nemlig 1:0,44 i stedet for 1:0,62. Den nødvendige nedtransformering i forstærkeren med forskudt afstemning er ligesom før 1:0,8.

Med tre kredse kan altså ventes en forstærkning, der er ca. 6 dB mindre ved anvendelse af modkoblet par.

Professor Rybners behandling af det modkoblede par har vist,<sup>x)</sup> at man kan få den rigtige selektivitetskurve frem også, når dæmpningen er ensidig. Dette vil sige, at man kan vælge en stor dæmpning i den sidste kreds, med at samtidig den første kreds i parret bliver mindre dæmpet. De hidtil omtalte forstærkere har været dimensioneret ud fra den antagelse, at de to kredse i det modkoblede par havde samme godhed, hvilket giver de simpleste regninger.

Vælges ensidig dæmpning i det par, hvor detektoren tilkobles, får man den laveste nedtransformering, når godhedsfaktoren af første kreds vælges lig egengodheden, og nedtransformeringen netop er tilstrækkelig til, at detektoren dæmper 2' kreds korrekt.

Herved får man et diagram som vist på fig. 11, hvor nedtransformerin-

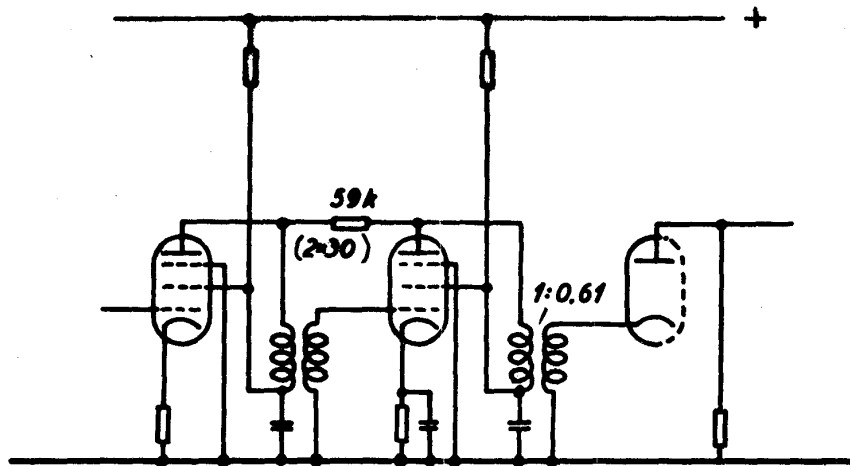


Fig. 11.

Modkoblet rørpar med ensidig dæmpning. Første kreds har størst mulig godhedsfaktor, medens sidste kreds har lille godhedsfaktor på grund af detektorens belastning.

x) Se tillægget side 11.

gen er beregnet til 1:0,61, medens man ved at anvende to kredse med samme godhed får en forstærker som vist på fig. 12, med en nedtrans-

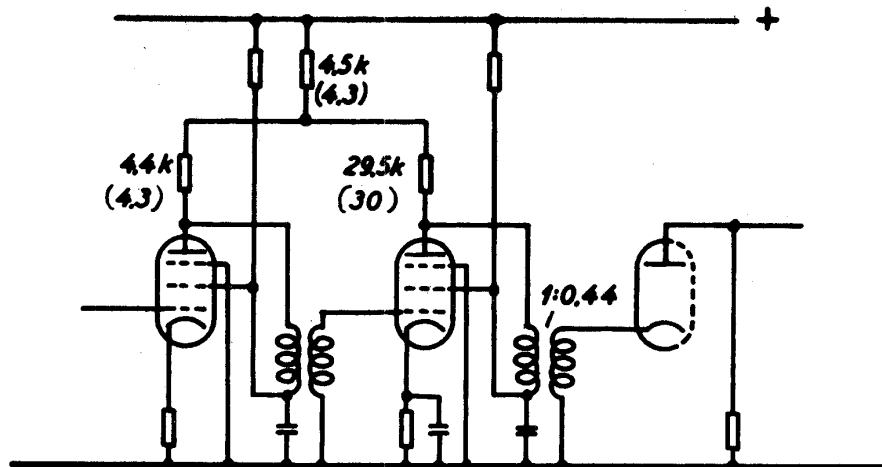


Fig. 12.

Samme forstærkertrin som vist på fig. 11, men dimensioneret til samme godhedsfaktor for begge kredse.

formering på 1:0,44. Forbedringen i forstærkning ved at anvende ensidig dæmpning andrager altså i dette tilfælde ca. 3 dB. Den nødvendige modkoblingsmodstand ved ensidig dæmpning er imidlertid så stor som 59 kOhm, og denne værdi er ikke gunstig i praksis, da der ikke er nogen simpel måde til at udelukke virkningen af dens egenkapacitet på ca. 0,25 pF, der ved 37 MHz har en impedans på ca. 17 kOhm. Der er forsøgsvis anvendt 3 stk. modstande i serie, men den derved opnåede kapacitetsnedsættelse var for ringe.

Forstærkeren er forsøgt opbygget i praksis, uden at det var muligt at opnå en anvendelig selektivitetskurve med de beregnede værdier og ensidig dæmpning. Ved anvendelse af kredse med ens godhed og modkoblings-T-netværk har der imidlertid ikke været vanskeligheder, som det fremgår af fig. 8.

#### 8. Selektivitetskurven for modkoblet rørpar og for to koblede eller forskudt afstemte kredse udtrykt ved K.

Ved dimensioneringen af en forstærker var der brug for at udtrykke selektivitetskurven for et modkoblet par og for to koblede eller forskudt

afstemte kredse på formen

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + KX^2 + X^4}}.$$

Som det ses af det følgende, kan dette ske på simpel vis.

De udledte resultater svarer til de i tillægget, afsnit 4, fundne.

### 8.1. Modkoblet rørpar.

Beregnes forstærkningen af et modkoblet rørpar fås som beskrevet i tillægget; idet der benyttes samme betegnelser som i dette:

$$A = \frac{S_1(S_2 - \frac{1}{R_0})}{\omega_0^2 C_1 C_2 (-\beta^2 + 2j\beta(d + d_0) + d^2 + 2dd_0 + d_0d_s)}, \quad 5.$$

hvor  $d = \frac{1}{R_1\omega_0 C_1} = \frac{1}{R_2\omega_0 C_2}$ ,  $d_0 = \frac{1}{R_0\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}$ ,  $d_s = \frac{S_2}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}$  og forudsat

$$\sqrt{C_1 C_2} \approx \frac{1}{2} (C_1 + C_2).$$

For den numeriske forstærkning fås, da uligheden  $S_2 \geq 1/R_0$  almindeligvis er opfyldt:

$$|A| = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2 \sqrt{\beta^4 + \beta^2 (4(d + d_0)^2 - 2(d^2 + 2dd_0 + d_0d_s)) + (d^2 + 2dd_0 + d_0d_s)^2}}$$

eller

$$|A| = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2 (d^2 + 2dd_0 + d_0d_s)}$$

$$\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{d^2 + 2dd_0 + d_0d_s} \cdot \frac{4(d + d_0)^2 - 2(d^2 + 2dd_0 + d_0d_s)}{d^2 + 2dd_0 + d_0d_s} + \frac{\beta^4}{(d^2 + 2dd_0 + d_0d_s)^2}} \quad 7.$$

Ved sammenligning med

$$|A| = \frac{A_0}{\sqrt{1 + KX^2 + X^4}} \quad 8.$$

ser man, at den rette kurveform kommer frem for

$$\frac{4(d + d_o)^2 - 2(d^2 + 2dd_o + d_o d_s)}{d^2 + 2dd_o + d_o d_s} = K, \quad 9.$$

hvor K defineres som koefficienten til  $X^2$  i ovenstående udtryk, men iøvrigt ikke har nogen simpel fysisk betydning, samt at 3 dB båndbredden for hele forstærkeren svarer til

$$X = 1 \text{ og } \beta \approx \frac{2\Delta f}{f_o} = \frac{B}{f_o}$$

eller

$$\frac{\beta^4}{(d^2 + 2dd_o + d_o d_s)^2} = \frac{B^4}{f_o^4 (d^2 + 2dd_o + d_o d_s)^2} = 1. \quad 10.$$

Heraf fås

$$d^2 + 2dd_o + d_o d_s = \frac{B^2}{f_o^2}, \quad 11.$$

der indsat i 9 giver

$$4(d + d_o)^2 - 2 \frac{B^2}{f_o^2} = \frac{B^2}{f_o^2} K \quad 12.$$

eller

$$\frac{(d + d_o)^2}{4} = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_o^2} (2 + K) \quad 13.$$

Af 11 fås

$$d^2 + 2dd_o + d_o d_s = (d + d_o)^2 - d_o^2 + d_o d_s =$$

$$(d + d_o)^2 + d_o(d_s - d_o) \approx (d + d_o)^2 + d_o d_s = \frac{B^2}{f_o^2}, \quad 14.$$

eller, af 13:

$$d_o d_s = \frac{B^2}{f_o^2} - \frac{1}{2} \frac{B^2}{f_o^2} \left(1 + \frac{K}{2}\right);$$

$$\underline{d_0 d_s = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 - K)} \quad 15.$$

Ud fra det ønskede kredstal findes K-værdierne for de forskellige modkoblede par i forstærkeren af tabellen side 10, og udfra K og  $\frac{B}{f_0}$  findes nu  $d_0$  og  $d$  og dermed de nødvendige modstande i  $\pi$ -leddet. Når de til de uundgåelige rør- og kredstab svarende modstande er fraregnet  $R_1$  og  $R_2$ , har man de nødvendige dæmpemodstande, der eventuelt kan omregnes til et T-led efter de side 30 givne formler.

Forstærkningen ved centerfrekvensen er

$$A_0 = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2} \cdot \frac{1}{d^2 + 2dd_0 + d_0 d_s},$$

eller ved at indsætte (12.):

$$A_0 = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2} \cdot \frac{f_0^2}{B^2} = \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 B^2 C_1 C_2},$$

For  $n$  kredse bliver den samlede forstærkning altså

$$A_0 = \frac{S_1 S_2 \dots S_n}{(2\pi B)^n \cdot C_1 C_2 \dots C_n}, \quad 16.$$

hvilket er samme forstærkning, som opnås ved forskudt afstemning. Ved formlerne er det som nævnt forudsat, at  $d_s \gg d_0$  eller  $R_0 \gg \frac{1}{S}$ , hvilket i praksis er opfyldt i de fleste tilfælde. I modsat fald må man som de modkoblede rørs stejlehed indsætte  $S = \frac{1}{R_0}$ .

### 8.2. Koblede kredse.

Som nævnt fås samme selektivitetskurve ved anvendelse af to koblede kredse som ved modkoblet rørpar, og man har her kun et rør.

Forstærkningen kan for et rør med dobbeltafstemt anodekreds skrives som

$$|A| = \frac{S \cdot k}{\omega \sqrt{C_1 C_2} \sqrt{\beta^4 - 2(k^2 - d^2)\beta^2 + (k^2 + d^2)^2}} \quad 17.^x)$$

---

x) Se f.eks. J. Rybner: "Teorien for elektriske ledninger og kredsløb I", side 154 og 144.

hvor det er forudsat, at begge kredse har samme tabsfaktor.

Videre får man

$$|A| = \frac{S \cdot k}{\omega \sqrt{C_1 C_2} (k^2 + d^2)} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 2 \frac{d^2 - k^2}{d^2 + k^2} \cdot \frac{\beta^2}{k^2 + d^2} + \frac{\beta^4}{(k^2 + d^2)^2}}} \quad 18.$$

Sammenlignes dette udtryk med

$$|A| = \frac{A_0}{\sqrt{1 + KX^2 + X^4}}$$

får man ved lignende regninger som ovenfor

$$k^2 = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 - K) \quad 19.$$

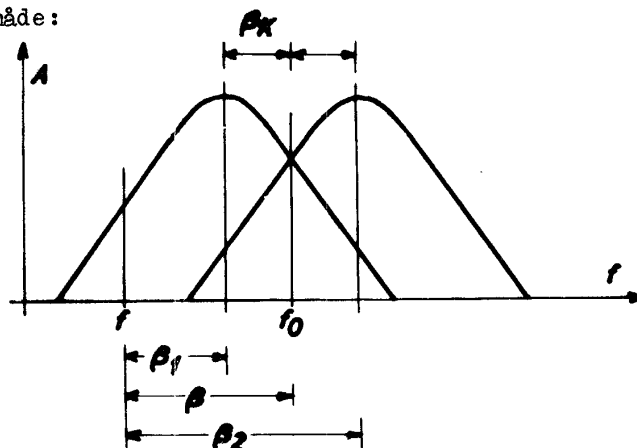
$$d^2 = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 + K) \quad 20.$$

Forstærkningen ved midterfrekvensen bliver

$$A_0 = \frac{S \cdot k}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2} (k^2 + d^2)} = \frac{S \cdot k}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2} \frac{B^2}{f_0^2}} = \frac{S \cdot k \cdot f_0}{2\pi B^2 \sqrt{C_1 C_2}} \quad 21.$$

### 8.3. Forskudt afstemt kredspar.

Selektivitetskurven for et sådant par kan simpelt udtrykkes ved K på følgende måde:



Forstærkningen kan skrives som



$$A = \frac{S_1}{\omega_0 C_1(d + j\beta_1)} \frac{S_2}{\omega_0 C_2(d + j\beta_2)} = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2 (-\beta^2 + j2d\beta + (d^2 + \beta_K^2))}, \quad 22$$

idet  $\beta_1 = \beta - \beta_K$  og  $\beta_2 = \beta + \beta_K$ .

Heraf fås

$$|A| = \frac{S_1 S_2}{\omega^2 C_1 C_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\beta^4 + 2\beta^2(d^2 + \beta_K^2) + (d^2 + \beta_K^2)^2}} =$$

$$\frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2 (d^2 + \beta_K^2)} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2(d^2 - \beta_K^2)}{d^2 + \beta_K^2} \cdot \frac{\beta^2}{\beta_K^2 + d^2} + \frac{\beta^4}{(d^2 + \beta_K^2)^2}}}, \quad 23.$$

der ved sammenligning med

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + KX^2 + X^4}},$$

som ovenfor giver

$$\beta_K^2 = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 - K)$$

$$d^2 = \frac{1}{4} \frac{B^2}{f_0^2} (2 + K), \quad 24.$$

og

$$A_0 = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2 (d^2 + \beta_K^2)} = \frac{S_1 S_2}{\omega_0^2 C_1 C_2 \frac{B^2}{f_0^2}} = \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 B^2 C_1 C_2} \quad 25.$$

### 9. Trekant-stjerne-transformation.

Omregning fra  $\pi$  til T-led foregår efter følgende formler, hvor betegnelserne svarer til fig. 13:

$$R_T = \frac{R_{p1} \cdot R_{p2}}{R_{p1} + R_{p2} + R_0}$$

$$R_1 = \frac{R_{p1} \cdot R_0}{R_{p1} + R_{p2} + R_0}$$

$$R_2 = \frac{R_{p2} \cdot R_0}{R_{p1} + R_{p2} + R_0}$$

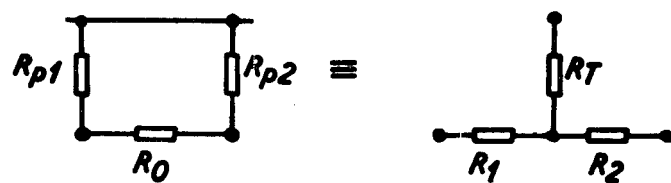


Fig. 13.

Omformning af  $\pi$  - led til T - led.

FILTERFORSTÆRKERE MED MODKOBLEDE RØRPAR.

af

Professor J. Rybner.

### Filterforstærkere med modkoblede rørpar.

Filterforstærkere med båndpaskarakteristik kan realiseres ved kombination af grupper på to trin, i hvilke det andet, men ikke det første er modkoblet<sup>x)</sup>, idet koblingen er en sådan, at modkoblingen aftager fra båndmidten ud mod grænsefrekvenserne, hvorved der kan opnås topuklede resonanskurver ligesom ved forskudt afstemning eller forskudt dæmpning. Den resulterende forstærkningskarakteristik for hele filteret kan tilpasses til flad top og svarer til den for forstærkere med forskudt afstemning opnåede med praktisk taget samme båndbredde-forstærknings-produkt.

Fordelen ligger i, at alle kredse er afstemt til midterfrekvensen, hvilket sammen med den svage modkobling i parrets andet trin bevirker en større stabilitet i tidens løb og ved udskiftning af rør end for sædvanlige filterforstærkere.

En ulempe er, at man kun kan regulere forstærkningen på det forreste rør i hvert par, da resonanskurvens form afhænger af det andet rørs stejlehed.

#### 1. Det grundlæggende kredsløb.

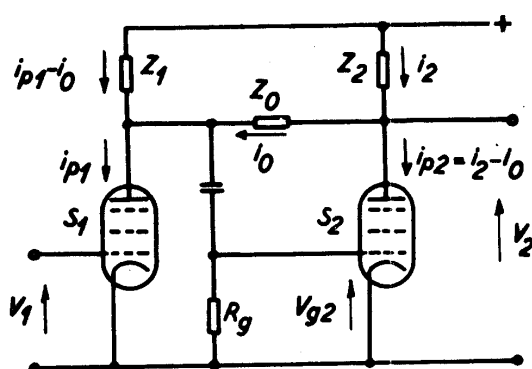


Fig. 1.

Skematisk diagram af modkoblet rørpar.

Det grundlæggende kredsløb er vist i figur 1, hvor  $Z_1$  og  $Z_2$  er parallelsvingningskredse, medens  $Z_0 = R_0$  er en tilbagekoblingsmodstand. Rør 2 er således modkoblet og rør 1 ikke, men koblingen medfører, at kun en del af det første rørs anodestrom gennemløber  $Z_1$ , hvorfor forstærkningen også nedsættes for dette trin.

Ved beregning af kredsen har man, idet rørenes kapaciteter og indre modstande medregnes i  $Z_1$  og  $Z_2$

x) G. E. Valley og H. Wallman: Vacuum Tube Amplifiers. Rad. Lab. Ser. bd. 18, 1948, kap. VI. Se også: H. S. Jewitt: Wide Band I.F. Amplifiers. Wireless World, bd. 60, febr. 1954, s. 86-90, og dec. 1954, s. 609-11. Harold N. Beveridge: Broad-Band Feedback Amplifiers. I.R.E. Convention Record 1953, Part 5, s. 52-56.

$$i_{p1} = S_1 v_1$$

$$i_{p2} = i_2 - i_o = S_2 v_{p1} = -S_2 Z_1 (i_{p1} - i_o)$$

$$i_2 = i_{p2} + i_o = -S_2 Z_1 i_{p1} + i_o (1 + S_2 Z_1)$$

$$Z_2 i_2 + Z_o i_o - Z_1 (i_{p1} - i_o) = 0$$

$$i_o = \frac{Z_1}{Z_o + Z_1} i_{p1} - \frac{Z_2}{Z_o + Z_1} i_2$$

$$i_2 = -S_2 Z_1 i_{p1} + \frac{Z_1 (1 + S_2 Z_1)}{Z_o + Z_1} i_{p1} - \frac{Z_2 (1 + S_2 Z_1)}{Z_o + Z_1} i_2$$

hvoraf efter en mellemregning

$$i_2 = i_{p1} \frac{Z_1 (1 - S_2 Z_o)}{Z_o + Z_1 + Z_2 + S_2 Z_1 Z_2} = \frac{S_1 Z_1 (1 - S_2 Z_o)}{Z_o + Z_1 + Z_2 + S_2 Z_1 Z_2} v_1$$

$$A = \frac{v_2}{v_1} = - \frac{Z_2 i_2}{v_1} = \frac{S_1 Z_1 Z_2 (S_2 Z_o - 1)}{Z_o + Z_1 + Z_2 + S_2 Z_1 Z_2}$$

eller ved indføring af admittanserne

$$A = \frac{S_1 (S_2 - Y_o)}{Y_1 Y_2 + Y_o (Y_1 + Y_2 + S_2)} = \frac{S_1 (S_2 - Y_o)}{N}$$

hvor vi har sat

$$N = Y_1 Y_2 + Y_o (Y_1 + Y_2 + S_2).$$

## 2. Dimensionering af et rørpar med $\omega_1 = \omega_2$ , $d_1 = d_2$ .

Vi forudsætter, at resonansfrekvenserne af de to trins kredse er ens,  $\omega_1 = \omega_2$ , og endvidere, at kredsene er ens dæmpet,  $d_1 = d_2 = d$ ; ligesom ved andre filterforstærkere kan der opnås lidt større forstærkning ved ensidig dæmpning, men ens dæmpning giver bedre stabilitet, foruden at beregningen er simplest i dette tilfælde.

Det bemærkes endvidere, at det sidste rørpar i en MF-forstærker belastes af detektoren, hvorfor det for dette trins vedkommende kan være formålstjenligt at vælge  $d_1$  og  $d_2$  forskellige. De for dette tilfælde gældende, noget mere komplicerede dimensioneringsformler opstilles i et senere afsnit.

Svingningskredsene antages at have kapaciteter  $C_1$  og  $C_2$ , men samme tabsfaktor  $d = \frac{1}{Q}$  og samme resonansfrekvens  $f_o = \frac{\omega_o}{2\pi}$  (båndmidte), hvortil svarer forstemningen

$$\beta = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}.$$

Vi har da:

$$Y_1 = \omega_0 C_1 (d + j\beta); \quad Y_2 = \omega_0 C_2 (d + j\beta)$$

og indfører i mellemregningerne følgende størrelser, idet  $Y_0 = G_0$ :

$$d_1 = \frac{G_1}{\omega_0 C_1} = \frac{1}{\omega_0 C_1 R_{p1}}; \quad d_2 = \frac{G_2}{\omega_0 C_2} = \frac{1}{\omega_0 C_2 R_{p2}}; \quad d_1 = d_2 = d$$

$$d_0 = \frac{G_0}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}; \quad d_s = \frac{S_2}{\omega_0 \sqrt{C_1 C_2}}.$$

Nævneren N i forrige afsnit kan da skrives:

$$\begin{aligned} N &= Y_1 Y_2 + Y_0 (Y_1 + Y_2 + S_2) \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 (d + j\beta)^2 + \omega_0 \sqrt{C_1 C_2} d_0 \left[ \omega_0 (C_1 + C_2) (d + j\beta) + \omega_0 \sqrt{C_1 C_2} d_s \right] \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ (d + j\beta)^2 + d_0 [2r(d + j\beta) + d_s] \right\} \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ -\beta^2 + 2j\beta (d + rd_0) + (d^2 + 2rdd_0 + d_0 d_s) \right\} \\ &\approx \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ -\beta^2 + 2j\beta (d + d_0) + (d^2 + 2dd_0 + d_0 d_s) \right\} \end{aligned}$$

idet vi har sat

$$r = \frac{C_1 + C_2}{2\sqrt{C_1 C_2}} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} + \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \right) \approx 1$$

da man normalt har

$$2 C_2 > C_1 > C_2$$

og derfor

$$1,06 > r > 1.$$

Man finder

$$\frac{C_1}{C_2} = 1 \quad 1,5 \quad 2 \quad 2,5$$

$$r = 1 \quad 1,021 \quad 1,061 \quad 1,107$$

Det fundne udtryk for N viser sig at stemme overens med det tilsvarende for det p'te par i en kæde på ialt n forskudt afstemte (eller forskudt dæmpede) forstærkertrin, for hvilke man har<sup>x)</sup>

x) Se f.eks. J. Rybner: Teorien for elektriske kredsløb og ledninger 1948, side 412-413, formel 17.7.1 og 5-9.

$$N' = \omega_0^2 C_1 C_2 \left[ -\beta^2 + 2j d_p (\beta + k^2) \right].$$

Sædvanligvis ønsker man, at den resulterende forstærkningskurve for den samlede forstærker får "flad top", hvilket vil sige, at den kan skrives på formen

$$|A| = \frac{|A_0|}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_0}{B} \beta\right)^{2n}}},$$

svarende til, at alle potenser af  $\beta$  imellem  $2n$  og  $0$  i nævnerens polynomium bortfalder.

Som vist på andet sted<sup>x)</sup> opnås dette for

$$k = \frac{B}{f_0}; \quad d_p = \frac{B}{f_0} \sin v_p.$$

Her er  $B$  den resulterende 3 dB-båndbredde i hertz og  $f_0$  midterfrekvensen, medens  $v_p$  er givet ved

$$v_p = \frac{\pi}{2n} (2p-1) \quad p = 1, 2, \dots, p_m, \quad p_m \leq \frac{n}{2}.$$

Fortsættes rækken af værdier op til  $p = n$ , svarer  $p$  og  $n+1-p$  til to sammenhørende trin, medens der for  $n$  ulige optræder værdien  $p = \frac{n+1}{2}$ ,  $v_p = \frac{\pi}{2}$ , som svarer til et enkelt forstærkertrin uden modkobling.

Man finder ved sammenligning af  $N$  og  $N'$ :

$$\begin{aligned} d + d_0 &= \frac{B}{f_0} \sin v_p \\ d^2 + 2dd_0 + d_0 d_s &= (d + d_0)^2 + d_0 d_s - d_0^2 = \frac{B^2}{f_0^2} \\ d_0 d_s - d_0^2 &= \frac{B^2}{f_0^2} (1 - \sin^2 v_p) = \frac{B^2}{f_0^2} \cos^2 v_p. \end{aligned}$$

Her danner sidste udtryk en andengradslikning, hvorefter  $d_0$  kan bestemmes, og indsættelse i den øverste giver derefter  $d$ .

Som regel har man  $d_0 \ll d_s$ , d.v.s.  $G_0 \ll S$ , og nederste ligning giver da

$$d_0 \approx \frac{1}{d_s} \frac{B^2}{f_0^2} \cos^2 v_p$$

der kan indsættes i den øverste:

$$d = \frac{B}{f_0} \sin v_p - d_0$$

x) Se f.eks. J. Rybner: Teorien for elektriske kredsløb og ledninger 1948, side 412-413, formel 17.7.1 og 5-9.

Genindføres her konduktanserne, fås

$$G_0 \approx 4\pi^2 B^2 \frac{C_1 C_2}{S_2} \cos^2 v_p$$

$$G_1 \approx 2\pi B C_1 \left[ \sin v_p - \frac{2\pi B \sqrt{C_1 C_2}}{S_2} \cos^2 v_p \right]$$

$$G_2 \approx 2\pi B C_2 \left[ \sin v_p - \frac{2\pi B \sqrt{C_1 C_2}}{S_2} \cos^2 v_p \right]$$

De tilsvarende modstande er de reciprokke størrelser. Vil man tage hensyn til, at den ovenfor indførte størrelse  $r$  er lidt forskellig fra 1, ændres parenteserne i udtrykkene for  $G_1$  og  $G_2$  til

$$\left[ \sin v_p - r \cdot \frac{2\pi B \sqrt{C_1 C_2}}{S_2} \cos^2 v_p \right].$$

Indføres hjælpestørrelsen

$$A_0 = \frac{S_2}{2\pi B \sqrt{C_1 C_2}}$$

kan formlerne skrives

$$G_0 \approx \frac{S_2}{A_0^2} \cos^2 v_p$$

$$G_1 \approx 2\pi B C_1 \left[ \sin v_p - \frac{1}{A_0} \cos^2 v_p \right]$$

$$G_2 \approx 2\pi B C_2 \left[ \sin v_p - \frac{1}{A_0} \cos^2 v_p \right].$$

Nogle talstørrelser til brug ved dimensioneringen er givet i følgende tabel

Antal trin n	Trin nr. p	$v_p$	$\sin v_p$	$\cos v_p$	$\cos^2 v_p$	$\operatorname{tg}^2 v_p$
2	1, 2	$45^\circ$	0,7071	0,7071	0,5	1,0
3	1, 3	$30^\circ$	0,5	0,8660	0,75	0,3333
	2	$90^\circ$	1,0	0	0	$\infty$
4	1, 4	$22,5^\circ$	0,3827	0,9239	0,8536	0,1716
	2, 3	$67,5^\circ$	0,9239	0,3827	0,1464	5,8284
5	1, 5	$18^\circ$	0,3090	0,9511	0,9045	0,1056
	2, 4	$54^\circ$	0,8090	0,5873	0,3455	1,8944
	3	$90^\circ$	1,0	0	0	$\infty$



For forstærkningen ved midterfrekvensen findes ifølge den almindelige teori for filterforstærkere

$$A = \frac{S_1(S_2 - Y_0)}{4\pi^2 B^2 C_1 C_2} = \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 B^2 C_1 C_2} \left(1 - \frac{G_0}{S_2}\right) \approx A_0^2 \frac{S_1}{S_2}$$

hvilket følger af, at kredsene er dimensioneret således, at man for  $\beta = 0$  har

$$N = \omega_0^2 C_1 C_2 k^2 = \omega_0^2 C_1 C_2 \left(\frac{B}{f_0}\right)^2 = 4\pi^2 B^2 C_1 C_2.$$

Det ses, at forstærkningen ved  $f_0$  er den samme som for en tilsvarende filterforstærker med forskudt afstemning eller dæmpning bortset fra faktoren

$$1 - \frac{G_0}{S} = 1 - \frac{1}{A_0^2} \cos^2 v_p$$

der er noget mindre end 1.

Iøvrigt ses det af formlerne for  $G_0$ ,  $G_1$  og  $G_2$ , at for  $A_0$  stor er  $G_0$ ,  $G_1$  og  $G_2$  små i forhold til  $S$  som forudsat ovenfor.

Det bemærkes, at et modkoblet trinpar svarende til en vinkel  $v_p$  er ækvivalent med to forskudt afstemte trin eller et dobbelt afstemt trin med forskudt dæmpning svarende til samme  $v_p$ , og at forstærkeren derfor principielt kan opbygges af trinpar eller dobbelt afstemte trin af alle tre typer i vilkårlig blanding, idet der dog med dobbelt afstemte trin opnås mindre samlet forstærkning, men samme form af forstærkningskurven.

### 3. Kredsløbets udformning. Ækvivalent kredsløb.

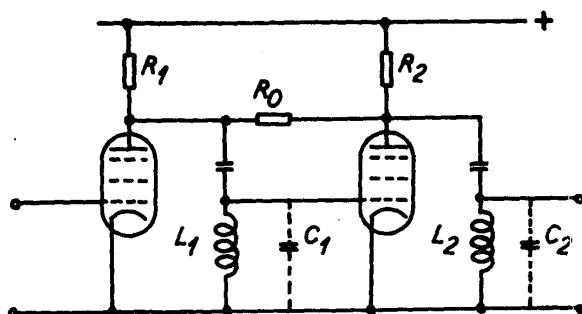


Fig. 2.

Udformning af modkoblet rørpar med  $\pi$ -led som modkoblingsnetværk.

Kredsløbet kan udformes således, at svingningskredsenes dæmpemodstande  $R_1, R_2$  lægges direkte mellem anode og plus, medens spolerne  $L_1, L_2$  lægges mellem gitteret af det følgende rør og stel og dimensioneres således, at de giver resonans ved båndmidte,  $f = f_0$ , med de resulterende rør- og ledningskapaciteter  $C_1, C_2$ .

Herved opnås den sædvanlige fordel ved, at der anvendes en selvinduktion i stedet

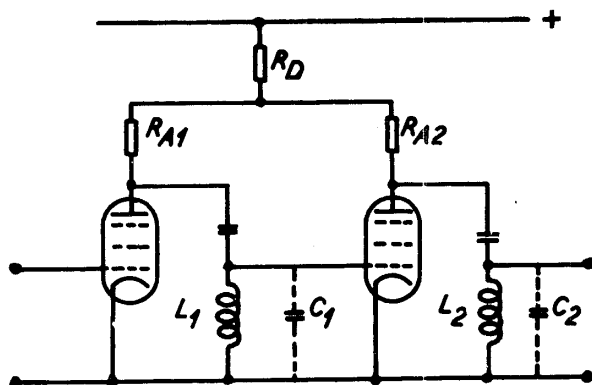


Fig. 3.

Modkoblet rørpar med modkoblingsnetværket udformet som T-led.

for en gitterafledningsmodstand, nemlig undgåelse af blokering af røret efter en positiv støjimpuls på gitteret. Se fig. 2.

De modstande  $R_1, R_2$ , som faktisk skal anvendes i opstillingen, er de der kombineret med spolerens tabsmodstande og rørenes indre modstande og gitterindgangsmodstande giver de beregnede værdier. Bortset fra udgangstrinnet, som dæmpes kraftigt af det

følgende detektorrør, har man som regel, at tabsmodstandene er store i forhold til de beregnede  $R_1, R_2$ , så de praktiske værdier er næsten lig de beregnede.

Den i praksis mest bekvemme opstilling fås ved som vist i figur 3 at omregne den af modstandene  $R_1, R_2, R_0$  dannede "trekant" til en ækvivalent "stjerne" med modstandene  $R_{A1}, R_{A2}, R_D$ . Omregningen sker ved hjælp af formlerne

$$G_{A1} = \frac{1}{R_{A1}} = G_1 + G_0 + \frac{G_1 G_0}{G_2}$$

$$G_{A2} = \frac{1}{R_{A2}} = G_2 + G_0 + \frac{G_2 G_0}{G_1}$$

$$G_D = \frac{1}{R_D} = G_1 + G_2 + \frac{G_1 G_2}{G_0}$$

Er kredsenes egendæmpninger så små, at modstandene  $R_1, R_2, R_0$  bliver praktisk taget lig de i forrige afsnit beregnede, fås specielt for  $G_0 \ll S$ , d.v.s.  $2\pi B \sqrt{C_1 C_2} \cos v_p \ll S_2$ :

$$G_{A1} = 2\pi B C_1 \left[ \sin v_p + \frac{2\pi B}{S_2} (C_1 + C_2 - \sqrt{C_1 C_2}) \cos^2 v_p \right]$$

$$G_{A2} = 2\pi B C_2 \left[ \sin v_p + \frac{2\pi B}{S_2} (C_1 + C_2 - \sqrt{C_1 C_2}) \cos^2 v_p \right]$$

$$G_D = S_2 \tan^2 v_p - \frac{4\pi^2 B^2}{S_2} C_1 C_2 \left[ 1 + \frac{(\sqrt{C_1} - \sqrt{C_2})^2}{\sqrt{C_1 C_2}} \right] \cos^2 v_p + 2\pi B (\sqrt{C_1} - \sqrt{C_2})^2 \sin v_p$$

og er yderligere  $C_1 = C_2$ , reduceres disse udtryk til

$$G_{A1} = G_{A2} = 2\pi BC \left[ \sin v_p + \frac{2\pi BC}{S_2} \cos^2 v_p \right]$$

$$G_D = S_2 \tan^2 v_p - \frac{4\pi^2 B^2 C^2}{S_2} \cos^2 v_p.$$

#### 4. Resonanskurvens form for et af de modkoblede par.

Til brug ved trimningen er det praktisk at kende resonanskurvens form for hvert af de modkoblede par. For et par svarende til vinklen

$$v_p = \frac{\pi}{2n} (2p - 1)$$

finder man følgende resultater.

Afstanden mellem resonansfrekvenserne for kredsene i den tilsvarende forstærker med forskudt afstemte enkeltkredse er som bekendt givet ved

$$f_2 - f_1 = f_0 \mu_p = B \cos v_p$$

hvor B er den samlede forstærkers resulterende 3 dB-båndbredde. Disse resonansfrekvenser optræder ikke i forstærkeren med modkoblede par.

Større interesse har derfor frekvensafstanden mellem punkterne med maksimal forstærkning for det betragtede modkoblede par; denne findes at være givet ved

$$f_2^* - f_1^* = B \sqrt{\cos 2v_p}$$

og disse frekvenser findes kun, når resonanskurven for det samlede par er topuklet, hvilket er tilfældet, når  $v_p < 45^\circ$ ; for  $v_p = 45^\circ$  og  $90^\circ$  har man et enkelttrin med flad top.

3 dB-båndbredden  $B_x$  for et modkoblet par, d.v.s. frekvensafstanden mellem de punkter, hvor parrets forstærkning er 3 dB under værdien ved båndmidte, er givet ved

$$B_x = B (\cos 2v_p + \sqrt{\cos^2 2v_p + 1});$$

den eksisterer både for een- og topuklet kurveform.

Endelig er i det topuklede tilfælde forholdet mellem forstærkningen  $|A|_{\max}$  af parret ved pukkeltoppen og forstærkningen  $|A|_{\min}$  ved midterfrekvensen  $f_0$  lig

$$F = \frac{|A|_{\min}}{|A|_{\max}} = \sin 2v_p$$

idet man har

$$|A|_{\max} \approx \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 B^2 C_1 C_2} \frac{1 - \frac{1}{A_0^2} \cos^2 v_p}{\sin 2v_p}$$

og

$$|A|_{\min} \approx \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 B^2 C_1 C_2} \left(1 - \frac{1}{A_0^2} \cos^2 v_p\right)$$

hvor der er sat

$$A_0 = \frac{S_2}{2\pi B \sqrt{C_1 C_2}} .$$

Nogle talværdier er angivet i den nedenstående tabel

Antal trin n	Trin nr. p	$v_p$	$\frac{f_2 - f_1}{B} = \cos v_p$	$\frac{f_2^* - f_1^*}{B} = \sqrt{\cos 2v_p}$	$\frac{B_x}{B}$	$F = \frac{ A _{\min}}{ A _{\max}} = \sin 2v_p$	F i dB
2	1,2	45°	0,7071	0	1,0	1,0	0
3	1,3	30°	0,8660	0,7071	1,2720	0,8660	1,25
	2	90°	0	-	0,6436	-	-
4	1,4	22,5°	0,9239	0,8409	1,3899	0,7071	3,01
	2,3	67,5°	0,3827	-	0,7195	-	-
5	1,5	18°	0,9511	0,8995	1,4475	0,5878	4,62
	2,4	54°	0,5878	-	0,8589	-	-
	3	90°	0	-	0,6436	-	-

B er den resulterende 3 dB-båndbredde for hele forstærkeren.

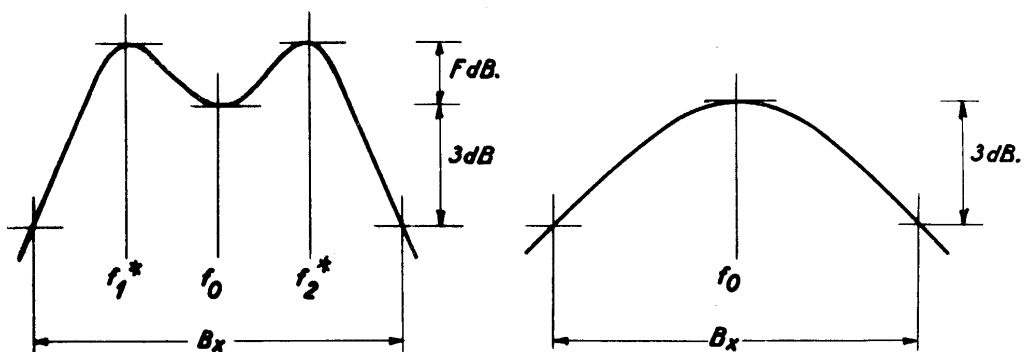


Fig. 4.

Selektivitetskurvens form for modkoblet rørpar med stor, henholdsvis lille modkoblingsgrad.

Udledelsen af de givne data er angivet i slutningen af tillæget.

5. De enkelte trins forstærkning ved midterfrekvensen  $f = f_0$  for  $d_1 = d_2$ .

For nærmere at studere kredsløbets funktion vil vi udregne de enkelte trins forstærkning. Man finder af diagrammet i afsnit 1 ved en simpel udregning

$$A_1 = \frac{v_{g2}}{v_1} = - \frac{S_1(Y_2 + Y_0)}{Y_1 Y_2 + Y_0(Y_1 + Y_2 + S_2)}$$

$$A_2 = \frac{v_2}{v_{g2}} = - \frac{S_2 - Y_0}{Y_2 + Y_0}$$

Indføres her værdierne af admittanserne ved båndmidte:  $Y_1 = G_1$  og  $Y_2 = G_2$  samt  $Y_0 = G_0$ , findes:

$$A_1 \approx - \frac{S_1}{2\pi BC_1} \left(1 + \frac{G_0}{G_2}\right) \approx - \frac{S_1}{2\pi BC_1}$$

$$A_2 \approx - \frac{S_2}{2\pi BC_2} \frac{1}{\sin v_p}$$

Forstærkningen fordeles altså således, at det første trin af parret som regel har en mindre andel i den samlede forstærkning end det andet, idet

$$\frac{A_1}{A_2} \approx \frac{S_1}{S_2} \frac{C_2}{C_1} \sin v_p$$

hvor  $\sin v_p$  er forskellig for de forskellige par i forstærkeren, sammenlign værdierne i afsnit 2.

Det bemærkes, at det første trin i parret ikke er modkoblet, så nedsettelsen af dette trins forstærkning i forhold til tilfældet  $G_0 = 0$  ikke er forbundet med modkoblingens sædvanlige fordele.

Betragtes til sammenligning forstærkeren uden modkobling, svarende til, at der sættes  $G_0 = 0$  i diagrammet i afsnit 1, fås ved  $f = f_0$ :

$$A_1' = - \frac{S_1}{G_1} = - \frac{S_1}{2\pi BC_1} \frac{1}{\sin v_p - \frac{1}{A_0} \cos^2 v_p} \approx - \frac{S_1}{2\pi BC_1} \frac{1}{\sin v_p} ; \quad A_1' \approx \frac{A_1}{\sin v_p}$$

$$A_2' = - \frac{S_2}{G_2} = - \frac{S_2}{2\pi BC_2} \frac{1}{\sin v_p - \frac{1}{A_0} \cos^2 v_p} \approx - \frac{S_2}{2\pi BC_2} \frac{1}{\sin v_p} ; \quad A_2' \approx A_2$$

Disse resultater er fundet ved at benytte, at nævneren i udtrykket for det modkoblede pars forstærkning kan skrives på formen fra afsnit 2:

$$N = \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ -\beta^2 + 2jd_p \beta + k^2 \right\}$$

hvoraf

$$|N|^2 = \omega_0^4 C_1^2 C_2^2 \left\{ \beta^4 - 2(k^2 - 2d_p^2) \beta^2 + k^4 \right\}$$

med

$$k = \frac{B}{f_0} ; \quad d_p = \frac{B}{f_0} \sin v_p.$$

## 6. Dimensionering af par med ensidig dæmpning.

Udgangstrinet af en mellemfrekvensforstærker er belastet med detektortrinet, der ofte dæmper udgangstrinet kraftigere end svarende til den værdi, som kræves ifølge den foregående teori, selv om man naturligvis anvender det par i udgangen, for hvilket  $R_{p2}$  er mindst; for at opnå det rigtige  $R_p$  må man da anvende en transformering, hvorved samtidig udgangsspændingen formindskes.

For i størst muligt omfang at undgå dette kan det sidste par dimensioneres med ensidig dæmpning, selv om det første trin i parret derved bliver lidt mindre stabilt i tidens løb.

Vi sætter

$$d_1 = \frac{G_1}{\omega_0 C_1} ; \quad d_2 = \frac{G_2}{\omega_0 C_2} ; \quad d = \frac{1}{2} (d_1 + d_2) ; \quad \xi = ad = \frac{1}{2} (d_1 - d_2)$$

$$d_1 = d + \xi = d(1+a) ; \quad d_2 = d - \xi = d(1-a).$$

Her ligger  $a$  mellem  $-1$  og  $+1$ , idet ensidig dæmpning opnås for  $a = -1$ , som giver  $d_1 = 0$ ,  $d_2 = 2d$ .

For nævneren  $N$  i afsnit 2 fås nu:

$$\begin{aligned} N &= Y_1 Y_2 + Y_0 (Y_1 + Y_2 + S) \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 (d_1 + j\beta) (d_2 + j\beta) + d_0 \omega_0 \sqrt{C_1 C_2} \left\{ \omega_0 C_1 [d(1+a) + j\beta] + \omega_0 C_2 [d(1-a) + j\beta] + d_s \omega_0 \sqrt{C_1 C_2} \right\} \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ [d(1+a) + j\beta] [d(1-a) + j\beta] + d_0 \left[ \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}} [(C_1 + C_2)(d + j\beta) + (C_1 - C_2)da] + d_s \right] \right\} \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ -\beta^2 + 2jd\beta + d^2(1-a^2) + d_0 [2r(d + j\beta) + 2sad + d_s] \right\} \\ &= \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ -\beta^2 + 2j\beta [d + rd_0] + [d^2(1-a^2) + d_0(2d(r+as) + d_s)] \right\} \end{aligned}$$

hvor der er sat

$$r = \frac{C_1 + C_2}{2\sqrt{C_1 C_2}} \approx 1; \quad S = \frac{C_1 - C_2}{2\sqrt{C_1 C_2}}; \quad r^2 = 1 + s^2$$

Her er størrelsen  $r$  praktisk taget lig 1 således som vist i afsnit 2.

Det fundne udtryk for  $N$  svarer til standardformen fra afsnit 2:

$$N' = \omega_0^2 C_1 C_2 \left\{ -\beta^2 + 2jd_p + k^2 \right\}$$

med

$$d_p = \frac{B}{f_0} \sin v_p; \quad k = \frac{B}{f_0}.$$

Overensstemmelse opnås for

$$d_p = \frac{B}{f_0} \sin v_p = d + rd_0$$

$$k^2 = \frac{B^2}{f_0^2} = d^2(1-a^2) + d_0[2d(r+as) + d_s].$$

Vi løser disse ligninger ved elimination af henholdsvis  $d_0$  og  $d$ , hvorved der findes følgende andengradsligninger:

$$\left[1+a^2 + \frac{2as}{r}\right]d^2 - \left[2\left(1 + \frac{as}{r}\right)\frac{B}{f_0} \sin v_p - \frac{1}{r}d_s\right]d + \left[\frac{B^2}{f_0^2} - \frac{d_s}{r}\frac{B}{f_0} \sin v_p\right] = 0$$

$$\left[r(1+a^2)+2as\right]rd_0^2 - \left[2a(s+ar)\frac{B}{f_0} \sin v_p + d_s\right]d_0 + \frac{B^2}{f_0^2} \left[a^2 \sin^2 v_p + \cos^2 v_p\right] = 0.$$

Her kan man som regel se bort fra andengradsleddet i ligningen for  $d_0$  og får da

$$d_0 \approx \frac{B^2}{f_0^2} \frac{a^2 \sin^2 v_p + \cos^2 v_p}{2a(s+ar) \frac{B}{f_0} \sin v_p + d_s}$$

og specielt for  $a = -1$ ,  $r = 1$ ,  $s = 0$ :

$$d_0 \approx \frac{B^2}{f_0^2} \frac{1}{d_s + 2 \frac{B}{f_0} \sin v_p}$$

hvorefter  $d$  findes af

$$d = \frac{1}{r} \frac{B}{f_0} \sin v_p - \frac{1}{r} d_0.$$

Giver  $a = -1$  en værdi for  $R_{p2}$ , som er større end den givne belastningsmodstand, er det fordelagtigt at prøve sig frem, til man finder et  $a$ , der fører til netop den givne værdi for  $d_2$  og dermed  $R_{p2}$ .

Udregning af de i afsnit 4 givne data for resonanskurvens form.

$$N = -\beta^2 + 2jd_k\beta + d_k' + jk^2 = -\beta^2 + 2j\beta \frac{B}{f_0} \sin v + \frac{B^2}{f_0^2}$$

$$\beta = 0, \quad N = \frac{B^2}{f_0^2} \quad |A_0| = \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 f_0^2 C_1 C_2} \frac{f_0^2}{B^2} = \frac{S_1 S_2}{4\pi^2 C_1 C_2 B^2}$$

$$|N|^2 = \beta^4 - 2\beta^2 \frac{B^2}{f_0^2} \cos 2v + \frac{B^4}{f_0^4} = \beta^4 - 2\beta^2 \frac{B^2}{f_0^2} \cos 2v + \frac{B^4}{f_0^4}$$

$$\frac{d|N|^2}{d\beta} = 4\beta^3 - 4\beta \frac{B^2}{f_0^2} \cos 2v$$

$$|N|_{\min} \text{ for } \beta^2 = \frac{B^2}{f_0^2} \cos 2v \quad \beta = \frac{B}{f_0} \sqrt{\cos 2v}$$

$$|N|_{\min}^2 = \frac{B^4}{f_0^4} \cos^2 2v - 2 \frac{B^4}{f_0^4} \cos^2 2v + \frac{B^4}{f_0^4} = \frac{B^4}{f_0^4} (1 - \cos^2 2v) = \frac{B^2}{f_0^4} \sin^2 2v$$

$$\left| \frac{A_0}{A} \right|_{\max} = \sin 2v.$$

3 dB-punktet:

$$\beta^4 - 2\beta^2 \frac{B^2}{f_0^2} \cos 2v + \frac{B^4}{f_0^4} = 2 \frac{B^4}{f_0^4}$$

$$\beta^2 = \frac{B^2}{f_0^2} \cos 2v + \sqrt{\frac{B^4}{f_0^4} \cos^2 2v + \frac{B^4}{f_0^4}} = \frac{B^2}{f_0^2} \left[ \cos 2v + \sqrt{\cos^2 2v + 1} \right].$$